Р. РИХТЕР

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

4

ОНТИ
НКТП СССР
1939

Р. РИХТЕР

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

Том IV

ИНДУКЦИОННЫЕ МАШИНЫ

ПЕРЕВОД С НЕМЕЦКОГО
ПОД РЕДАКЦИЕЙ ПРОФ. Ю. С. ЧЕЧЕТ



ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
РЕДАКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1939 ЛЕНИНГРАД

ELEKTRISCHE MASCHINEN

VON

Dr.-Ing. RUDOLF RICHTER

Редактор инж. *А. Д. Смирнов.* Техредактор *В. Н. Шипов.*

Сдано в производство 21/IV-1938 г. Подписано к печати 1/X-1938 г. Формат бумаги 62×94 1/16. Колич. печ. листов 29 1/2. Учетно-авторских листов 39,3. Колич. бум. листов 14 3/4. Колич. печ. зн. в 1 бум. листе 105,600. Авторских листов 35,8. Энергоредакция № 132. Заказ № 2414. Тираж 7000. Учетный № 7538. Уполном. Главлита № Б-52384. Отпечатано на бумаге фабрики Вишхимза.

Набрано в 4 типографии ГОНТИ НКТП СССР „Красный печатник". Ленинград, Международный пр. 75-а. Отпечатано в 1-й типографии МАШГИЗА НКМ. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ПЕРЕВОДУ

Предлагаемый вниманию советского читателя перевод четвертого тома „Электрических машин“ посвящен теории, испытанию и проектированию индукционных машин.

При редактировании книги пришлось снабдить ее довольно значительным числом примечаний, в которых мы, с одной стороны, стремились восполнить существенный пробел оригинала — незнакомство автора с работами советских исследований, а с другой стороны, осветить отдельные вопросы, недостаточно полно изложенные у автора. Все примечания редактора приведены в конце книги, а ссылки на них в тексте обозначены буквой Р и порядковым номером, например, Р18.

Все стандарты и нормы Союза германских инженеров (DIN VDI) приведены в соответствии с нашими стандартами (ОСТ). Это касается, главным образом, испытания машин (ОСТ 3887, 3888 и 3889) и типовых данных (ОСТ 7340 и 7341).

Встречающиеся в тексте ссылки на страницы т. I, II и III отнесены к русскому переводу этих томов.

Хотелось бы отметить еще, что немецкое издание изобилует опечатками. При таком количестве опечаток советская книга просто не увидела бы света. Современная же „культура“ германского книгопечатания, очевидно, легко с этим мирится.

В связи с этим при редактировании пришлось взять на себя труд проверить все формулы и математические выводы.

Как и предыдущие тома „Электрических машин“, настоящую книгу можно рекомендовать как пособие для студентов электромашиностроительных втузов и факультетов и как справочник для заводских инженеров.

Проф. Ю. С. Чечет

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ АВТОРА

Индукционными называют бесколлекторные машины, относящиеся к группе асинхронных машин. Коллекторные машины однофазного и трехфазного тока относятся к особому типу и будут рассмотрены в последнем томе.

Для большей наглядности и лучшего усвоения физических процессов влияние высших гармоник сперва не учитывается, т. е. изучение теории ведется несколько упрощенным путем, впрочем, вполне достаточным для получения результатов, соответствующих практическим условиям работы. В круг изучаемых вопросов введены также теоретические обоснования работы индукционной машины с самовозбуждением, однофазной машины с емкостью и без нее и различных конструкций двигателей с вытеснением тока.

В дальнейшем исследуется влияние на поведение машины высших гармоник, вызывающих моменты и силы, затрудняющие пуск в ход и являющиеся причиной появления шума. Явления намагничивания и рассеяния в соответствии с их большим влиянием на свойства машины рассматриваются очень подробно, причем особое внимание уделяется рассеянию воздушного зазора, которое в литературе носит еще название двойного или диференциального рассеяния.

Разделы, рассматривающие пуск в ход, торможение и регулирование числа оборотов, рассчитаны, главным образом, на инженеров, занимающихся проектированием установок, и на инженеров, занятых эксплоатацией машин. В частности, рассмотрены различные методы пуска в ход, с помощью которых можно получить возможно больший начальный момент при малом пусковом токе, плавное и ступенчатое регулирование (с помощью преобразователя частоты, двигатели с двойным ротором, каскадное соединение), а также синхронное вращение нескольких машин.

Для инженеров-проектировщиков приведены формулы для определения добавочных потерь в железе и обмотках. Особый раздел посвящен экспериментальному исследованию. В последнем разделе, рассматривающем проектирование индукционных машин, приведен подробный пример расчета.

Рудольф Рихтер

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

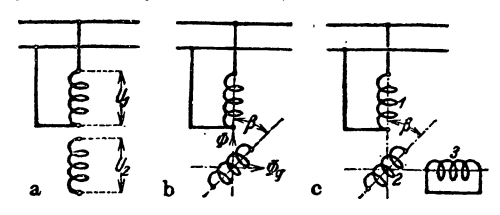
А. ТЕОРИЯ ИНДУКЦИОННОГО РЕГУЛЯТОРА БЕЗ УЧЕТА ВЛИЯНИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК

К индукционным машинам в широком смысле относятся также и индукционные регуляторы, так как конструкции тех и других не имеют существенного различия. Индукционный регулятор, обе части которого (статор и ротор), со своими обмотками, неподвижны, является переходом от обычного трансформатора с обеими обмотками, расположенными на общем железном сердечнике, к индукционной машине в узком смысле этого слова. Поэтому мы рассмотрим сперва действие индукционных регуляторов и лишь после этого в разделах В и С перейдем к собственно индукционной машине, причем первоначально мы намеренно будем пренебрегать влиянием высших гармоник магнитных полей и токов.

Об устройстве индукционной машины мы в самых общих чертах говорили уже в разделе IIA3 тома I. В том же томе (раздел IC8) мы коротко ознакомились с наиболее существенными чертами ее рабочего процесса. При дальнейшем углублении наших представлений о теории индукционной машины путем изучения физических процессов и вывода векторной диаграммы мы часто будем ссылаться и на раздел I3 тома II, в котором были рассмотрены потоки, индуктивности и реактивные сопротивления без учета высших гармоник магнитных полей и переменных токов.

1. Однофазный индукционный регулятор

В простейшем выполнении однофазный индукционный регулятор имеет на статоре и на роторе однофазную обмотку (фиг. 1,*a*). Если ротор повернут так, что оси обеих обмоток совпадают, то такой индукционный регулятор отличается от обычного трансформатора, у которого обе обмотки расположены на общем железном сердечнике, лишь тем, что не весь главный поток сцеплен со всеми витками обмоток, а в общем случае каждый виток сцеплен лишь с частью главного потока. Другими словами, средний поток витка Φ_W здесь меньше, чем главный поток Φ. Отношение



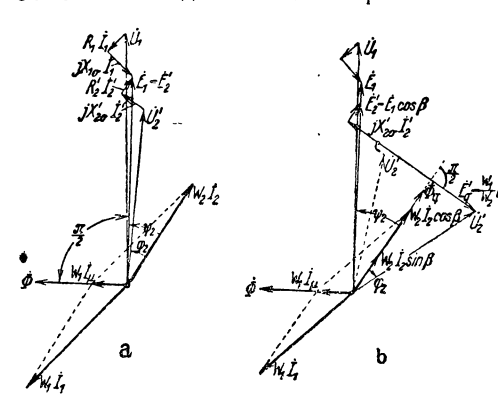
Фиг. 1. Однофазный индукционный регулятор.

$$\xi = \frac{\Phi_W}{\Phi} \qquad (1a)$$

представляет собой обмоточный коэфициент, на который необходимо умножить действительное число витков w, чтобы получить фиктивное число витков

$$W = \xi w, \tag{1}$$

дающее возможность пользоваться главным потоком Φ при определении индуктированного напряжения и возбуждаемого обмоткой потока в воздушном зазоре. Пользуясь этим фиктивным числом витков W, можно построить векторную диаграмму точно таким же способом, как и для обычного трансформатора (см. раздел D1 тома III). Тем самым сразу определяется поведение индукционного регулятора при расположении обмоток по одной оси. На фиг. 2 показана диаграмма для некоторой определенной нагрузки ($\dot{U}_2$, $\dot{I}_2$), причем все вторичные величины напряжений приведены к первичной обмотке. На этой диаграмме [см. раздел 13f тома II, ур. (75 a—f), при $m_2 = m_1$, и раздел D1 тома III]:



Фиг. 2. Векторная диаграмма однофазного индукционного регулятора: *a* — для фиг. 1, *a*; *b* — для фиг. 1, *b* и *c*.

$$\dot{E}_2' = \frac{W_1}{W_2}\dot{E}_2 = \dot{E}_1,$$

$$\dot{U}_2' = \frac{W_1}{W_2}\dot{U}_2,$$

$$\dot{I}_2' = \frac{W_2}{W_1}\cdot\dot{I}_2, \quad \text{(2a до c)}$$

$$R_2' = \left(\frac{W_1}{W_2}\right)^2 R_2,$$

$$X_{2\sigma}' = \left(\frac{W_1}{W_2}\right)^2 X_{2\sigma}. \quad \text{(2d и e)}$$

Здесь для сокращения

$$W_1 = \xi_1 w_1 \text{ и } W_2 = \xi_2 w_2. \quad \text{(2f и g)}$$

Поток одного полюса Φ в воздушном зазоре определяется, разумеется, по характеристике намагничивания полным током одной пары полюсов $\frac{W_1 I_\mu}{p}$. Диаграмма фиг. 2,*a* построена без учета потерь в железе, которые легко могут быть подсчитаны согласно указаниям раздела D1 тома III.

Если путем поворота ротора сместить обе обмотки друг относительно друга (фиг. 1,*b*, на которой статорная обмотка является первичной), то напряжение на зажимах вторичной обмотки будет изменяться в зависимости от фазового угла β, равного при двухполюсном трансформаторе пространственному углу поворота, а при $2p$-полюсном трансформаторе в p раз большего (см. раздел 13c тома II). Так как мы пренебрегаем высшими гармониками, то индукция в воздушном зазоре распределяется вдоль окружности якоря синусоидально. При холостом ходе и постоянном первичном напряжении индуктированное во вторичной обмотке напряжение пропорционально $\cos\beta$. Назовем составляющую потока в направлении оси статорной обмотки продольным потоком. Индуктированное этим пото-

ком напряжение в статорной обмотке обозначим через E_1 и в роторной обмотке — через E_2. Тогда в общем случае

$$\dot{E}_2' = \dot{E}_1 \cdot \cos\beta. \qquad (3)$$

Коэфициент трансформации также зависит от угла β и равен

$$\ddot{u} = \frac{E_2}{E_1} = \frac{W_2}{W_1}\cos\beta = \frac{\xi_2 w_2}{\xi_1 w_1}\cos\beta. \qquad (3a)$$

Для тех же значений тока I_2 и угла сдвига фаз ψ_2 между вторичным током $\dot{I}_2$ и вторичным индуктированным напряжением $\dot{E}_2$, что и на фиг. 1,a, получим векторную диаграмму, представленную на фиг. 2,b.

Приведенное к первичной обмотке вторичное индуктированное напряжение равно в этом случае

$$\dot{E}_2' = \dot{E}_1 \cos\beta.$$

По $\dot{E}_1$ можно определить продольный поток $\dot{\Phi}$ и по магнитной характеристике трансформатора соответствующий ему полный ток на пару полюсов $\frac{W_1 \dot{I}_\mu}{p}$. Часть полного тока $\frac{W_2 \dot{I}_2}{p}\cos\beta$ создается вторичной обмоткой. Таким образом

$$\frac{W_1 \dot{I}_1}{p} = \frac{W_2 \dot{I}_\mu}{p} - \frac{W_2 \dot{I}_2}{p}\cos\beta. \qquad (4)$$

На диаграмме полных токов можно полный ток на пару полюсов заменить общим полным током. Таким образом определится общий первичный полный ток $W_1 \dot{I}_1 = W_1 \dot{I}_\mu - W_2 \dot{I}_2 \cos\beta$ и (при делении его на W_1) первичный ток. Далее обычным путем может быть найдено первичное напряжение на зажимах $\dot{U}_1$. Так как фаза тока $\dot{I}_2$ по отношению к индуктированному напряжению $\dot{E}_1$, так же как и его величина приняты такими же, как на фиг. 2,a, то и активное падение напряжения вторичной обмотки, отнесенное к индуктированному напряжению $E_2' = E_1 \cos\beta$, по величине и фазе остается тем же, что на фиг. 2,a. То же самое справедливо и для падения напряжения от рассеяния, если пренебречь изменением рассеяния в воздушном зазоре и в лобовых частях при различных положениях ротора по отношению к статору (см. раздел G1 и 3). Помимо продольного потока $\dot{\Phi}$ вторичная обмотка создает еще поперечный поток $\dot{\Phi}_q$. Поперечный и продольный потоки сдвинуты в пространстве на половину полюсного деления. Поперечный поток возбуждается составляющей полного тока $\frac{W_2 \dot{I}_2}{p}\sin\beta$. Если для упрощения предположить, что поперечный поток не влияет на насыщение железа трансформатора, то величина этого потока равна

$$\Phi_q = \Phi\,\frac{W_2 I_2}{W_1 I_\mu}\sin\beta, \qquad (5a)$$

а по фазе он совпадает с током $\dot{I}_2$. Величина индуктированного напряжения, создаваемого во вторичной обмотке первичным потоком, пропор-

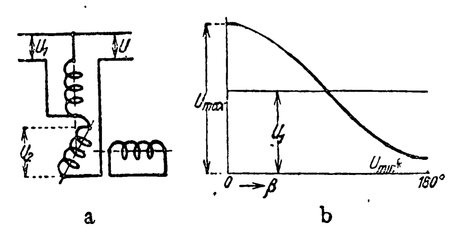
циональна $W_2 \sin\beta$ и, если принять, что поперечный поток не влияет на насыщение железа, имеем

$$\dot{E}_q = \dot{E}_1 \frac{W_2 I_2}{W_1 I_\mu} \sin\beta. \qquad (5b)$$

По фазе напряжение $\dot{E}_q$ отстает от потока Φ_q на четверть периода (фиг. 2,*b*). Таким образом вторичное напряжение на зажимах, приведенное к первичной обмотке, при нагрузке $\dot{I}_2$ равно

$$\dot{U}'_2 = \dot{E}'_2 - R'_2\dot{I}'_2 - jX_{2\sigma}\dot{I}'_2 + \dot{E}'_q. \qquad (5)$$

Величины R'_2 и $X'_{2\sigma}$ и в этом случае определяются уравнениями (2d и e). Коэфициент приведения не содержит здесь множителя $\frac{1}{\cos^2\beta}$ [ср. ур. (3а)]; так как зависимость вторичного индуктированного напряжения от угла β учтена уже тем, что мы принимали не $E'_2 = E_1$, а согласно ур. (3) $E'_2 = E_1 \cos\beta$.



Фиг. 3. *a* — автотрансформаторное включение; *b* — напряжение U в функции угла поворота β.

Из диаграммы напряжения фиг. 2, *b* следует, что поперечный поток вызывает большое индуктивное падение напряжения — $\dot{E}'_q$. Вторичный ток, сдвинутый по фазе относительно индуктированного напряжения $\dot{E}_1$ на тот же угол, что и на фиг. 2,*a*, мог бы иметь место только при значительной емкостной нагрузке. В то время как на фиг. 2,*a* ток $\dot{I}_2$ отстает от напряжения на зажимах, на фиг. 2,*b* он его опережает.

Для того чтобы индукционный регулятор сделать пригодным для практических целей, поперечное поле компенсируется с помощью короткозамкнутой обмотки, расположенной на той же части индукционного регулятора, где помещается первичная обмотка, и сдвинутой относительно последней на половину полюсного деления (фиг. 1,*c*). В этом случае поперечное поле практически равно нулю. К падениям напряжения в первичной и вторичной обмотке, имеющим место и при совпадении их осей, добавляется еще небольшое падение напряжения в короткозамкнутой обмотке *3*. Пренебрегая незначительным намагничивающим током, идущим на возбуждение ничтожного остаточного потока Φ_q, получим

$$W_3 I_3 = W_2 I_2 \sin\beta = W_1 I'_2 \sin\beta. \qquad (6a)$$

Сопротивление $R'_3 + jX_{3\sigma}$, приведенное к току I'_2, определяется из условия, что кажущаяся мощность остается неизменной:

$$(R'_3 + jX'_{3\sigma})\, I'^2_2 = (R_3 + jX_{3\sigma})\, I^2_3. \qquad (6b)$$

Тогда приведенное к первичной обмотке падение напряжения в обмотке *3*

$$(R'_3 + jX'_{3\sigma})\, \dot{I}'_2 = (R_3 + jX_{3\sigma}) \left(\frac{W_1 \sin\beta}{W_3}\right)^2 \dot{I}'_2. \qquad (6)$$

Это падение напряжения и соответствующее вторичное напряжение на зажимах $\dot{U}_2'$ показаны на фиг. 2,*b* пунктиром.

Обычно индукционный регулятор включают по схеме автотрансформатора, как показано на фиг. 3,*a* (ср. раздел E2 тома III). В этом случае расчет регулятора производится не на полную проходящую через машину мощность UI_2, а лишь на преобразуемую мощность $U_2 I_2$ (ср. там же). Напряжения $\dot{U}_1$ и $\dot{U}_2$ при холостом ходе почти совпадают по фазе, а при нагрузке имеют незначительный сдвиг фаз (фиг. 2,*b*) и практически их всегда можно складывать алгебраически. Эффективное значение напряжения $\dot{U}$ путем поворота ротора относительно статора может плавно регулироваться от наибольшего значения U_{max} до наименьшего значения U_{min} (фиг. 3,*b*).

2. Многофазный индукционный регулятор

а) Сравнение с однофазным индукционным регулятором. У многофазного индукционного регулятора на статоре и на роторе расположены обычно многофазные обмотки с одинаковым числом фаз, для возможности автотрансформаторного включения. Этим случаем мы здесь и ограничимся и предположим, что обмотки и сети являются симметричными.

Допустим сперва опять, что оси обмоток статора и ротора совпадают. Для двух соответствующих фаз статора и ротора, которые мы назовем „основными“ фазами (фиг. 1,*a*), справедлива векторная диаграмма, построенная на фиг. 2,*a* для однофазного трансформатора. Это имеет место в том случае, если остальные фазы статора и ротора не влияют на „основные“. При этом для большей ясности при сравнении с однофазным индукционным регулятором мы пока не вводим понятия вращающегося поля и сравниваем лишь те полные токи и кривые возбуждения поля, которые создают поток в воздушном зазоре, сцепленный с „основными“ фазами. Сравнение производится как с учетом влияния „побочных“ фаз, так и без него [P1].

Для кривой возбуждения поля „основной“ фазы статорной обмотки, обтекаемой током

$$i_\mu = \sqrt{2}\, I_\mu \sin \omega t, \tag{7a}$$

можно согласно разделу II D2 тома I [ур. (172а) и (172)] и разделу 48B книги автора „Якорные обмотки“ написать выражение

$$f(x)_0 = C \sin \omega t \cdot \cos \frac{x\pi}{\tau}. \tag{7}$$

В этом случае мы пренебрегаем высшими гармониками тока в обмотке и высшими гармониками кривой возбуждения поля при питании обмотки постоянным током. Кроме того, мы полагаем также, что ось обмотки „основной“ фазы пересекает окружность якоря в точке $x = 0$. Множитель C зависит от расположения обмотки (обмоточного коэфициента) и от числа витков и равен

$$C = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{W_1 I_\mu}{p}. \tag{7b}$$

В общем случае, когда обтекаются током обмотки и статора и ротора, $f(x)$ следует рассматривать как результирующую кривую возбуждения поля обеих „основных“ фаз.

Тогда

$$W_1\dot{I}_\mu = W_1\dot{I}_1 + W_2\dot{I}_2. \tag{8}$$

Побочные фазы располагаются на окружности якоря по обе стороны от основной (индекс 0). Мы будем рассматривать в дальнейшем по паре симметрично расположенных относительно основной побочных фаз.

При нечетном числе фаз m число этих пар побочных фаз равно $\frac{m-1}{2}$, а при четном $\frac{m-2}{2}$. В последнем случае остается еще одна побочная фаза, ось которой совпадает с осью основной фазы и которая создает ту же кривую возбуждения поля, что и основная фаза.

Для кривой возбуждения поля n-й пары побочных фаз можно написать:

$$f(x)_n = C\sin\left(\omega t + n\frac{2\pi}{m}\right)\cdot\cos\left(\frac{x\pi}{\tau} + n\frac{2\pi}{m}\right) + $$
$$+ C\sin\left(\omega t - n\frac{2\pi}{m}\right)\cdot\cos\left(\frac{x\pi}{\tau} - n\frac{2\pi}{m}\right). \tag{9a}$$

После тригонометрических преобразований и перемножения получим

$$f(x)_n = 2C\left[\sin\omega t\cdot\cos\frac{x\pi}{\tau}\cdot\cos^2 n\frac{2\pi}{m} - \cos\omega t\cdot\sin\frac{x\pi}{\tau}\cdot\sin^2 n\frac{2\pi}{m}\right] =$$
$$= C\left[\left(1+\cos n\frac{4\pi}{m}\right)\sin\omega t\cdot\cos\frac{x\pi}{\tau} - \right.$$
$$\left. - \left(1-\cos n\frac{4\pi}{m}\right)\cos\omega t\cdot\sin\frac{x\pi}{\tau}\right]. \tag{9b}$$

При нечетном числе фаз результирующая кривая возбуждения поля

$$f(x) = f(x)_0 + \sum_{n=1}^{\frac{m-1}{2}} f(x)_n = C\left[\left(\frac{m+1}{2} + S_u\right)\sin\omega t\cdot\cos\frac{x\pi}{\tau} - \right.$$
$$\left. - \left(\frac{m-1}{2} - S_u\right)\cos\omega t\cdot\sin\frac{x\pi}{\tau}\right], \tag{10a}$$

где

$$S_u = \sum_{n=1}^{\frac{m-1}{2}} \cos n\frac{4\pi}{m} = -\frac{1}{2}. \tag{10b}$$

Последнее соотношение может быть выведено из фиг. 4, где в качестве примера показаны случаи для m, равного 3, 5 и 7. Величина S_u представляется суммой проекций лучей, начерченных сплошной жирной линией на штрихпунктирную прямую. Она же равна и сумме проекций лучей, начерченных жирным пунктиром, на ту же штрихпунктирную прямую. Так как сумма проекций всех m лучей равна нулю, то S_u

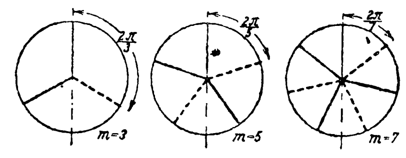
должно быть равно $-\frac{1}{2}$. Тогда результирующая кривая возбуждения поля

$$f(x) = \frac{m}{2} C \left(\sin \omega t \cdot \cos \frac{x\pi}{\tau} - \cos\omega t \cdot \sin \frac{x\pi}{\tau}\right). \qquad (11)$$

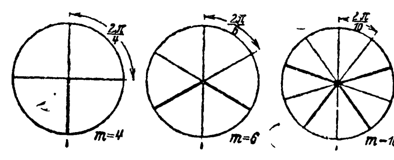
При четном числе фаз результирующая кривая возбуждения поля

$$f(x) = 2f(x)_0 + \sum_{n=1}^{\frac{m-2}{2}} f(x)_n = C\left[\left(\frac{m}{2} + 1 + S_g\right)\sin\omega t \cdot \cos\frac{x\pi}{\tau} - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{m}{2} - 1 - S_g\right)\cos\omega t \cdot \sin\frac{x\pi}{\tau}\right]. \qquad (12a)$$



Фиг. 4. Пояснение к ур. (10b)



Фиг. 5. Пояснение к ур. (12b).

Здесь при $m > 2$

$$S_g = \sum_{n=1}^{\frac{m-2}{2}} \cos n\frac{4\pi}{m} = -1. \qquad (12b)$$

Это соотношение усматривается непосредственно из фиг. 5, на которой S_g представляет собой сумму проекций лучей, начерченных сплошной жирной линией, на штрихпунктирную прямую, так как сумма проекций $\frac{m}{2}$ равномерно распределенных лучей равна нулю.

С помощью ур. (12a и b) и при четном числе фаз для результирующей кривой возбуждения поля снова получим выражение, определяемое ур. (11).

Возбуждение поля, создающего напряжение в основной фазе, определяется только первым членом ур ния (11), так как второй член создает магнитное поле, которое вследствие своего пространственного смещения на половину полюсного деления не может вызвать никакого индуктированного напряжения в основной фазе. Таким образом индуктированное напряжение, создаваемое результирующим полем в основной фазе, определяется кривой возбуждения поля

$$f(x)_H = \frac{m}{2} C \sin\omega t \cdot \cos\frac{x\pi}{\tau} = \frac{m}{2} f(x)_0, \qquad (12)$$

т. е. влияние побочных фаз сказывается как бы в увеличении полного тока основной фазы в $\frac{m}{2}$ раз.

На основании этого для каждой фазы симметричного многофазного индукционного регулятора остается справедливой векторная диаграмма однофазного регулятора, представленная на фиг. 2,*a*, но при условии, что поток Φ, создающий индуктированное напряжение E_1 или соответственно E_2', определяется полным током

$$\frac{m}{2} \cdot \frac{W_1 I_\mu}{p}, \text{ а не } \frac{W_1 I_\mu}{p}.$$

Точно так же для многофазного индукционного регулятора остаются справедливыми, как мы уже видели в разделе 13f тома II, уравнения напряжений обычного трансформатора

$$\dot{U}_1 = -(R + jX_{1\sigma})\,\dot{I}_1 - jX_{1h}\,(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') = -(R_1 + jX_{1\sigma})\,\dot{I}_1 + \dot{E}_1, \quad (13a)$$

$$\dot{U}_2' = -(R_2' + jX_{2\sigma}')\,\dot{I}_2' - jX_{1h}\,(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') = -(R_2' + jX_{2\sigma})\,\dot{I}_2' + \dot{E}_1. \quad (13b)$$

При этом следует учесть, что полезное реактивное сопротивление X_{1h} в $\frac{m}{2}$ раз больше, чем для одной фазы (раздел 13d тома II).

Еще более наглядным будет исследование процессов многофазного индукционного регулятора, если исходить из теории вращающегося поля. Ур. (11) может быть написано в виде

$$f(x) = \frac{m}{2} \cdot C \cdot \sin\left(\omega t - \frac{x\pi}{\tau}\right). \quad (14)$$

Это не что иное, как уравнение бегущей волны (см. раздел 1C7 тома I), создающей вращающееся поле. По магнитной характеристике определяется индукция вращающегося поля, для которого мы здесь рассматриваем только основную гармонику

$$b_1 = B_1 \sin\left(\omega t - \frac{x\pi}{\tau}\right). \quad (14a)$$

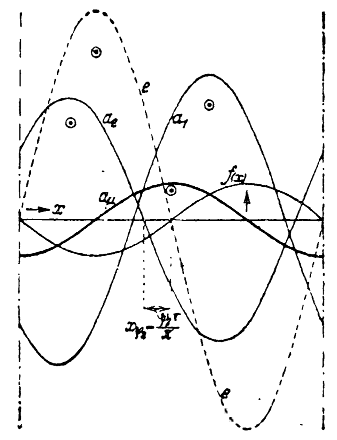
Эта гармоника создается полным током, который в $\frac{m}{2}$ раз больше, чем для одной фазы Сцепленный с основной фазой поток основной гармоники вращающегося поля изменяется синусоидально, подобно потоку только основной фазы, который сцеплен с этой фазой и создает пульсирующее поле.

В момент, когда ток в основной фазе достигает максимума $\left[\text{ур. (7a)}, \omega t = \frac{\pi}{2}\right]$, индукция вращающегося поля в точке $x = 0$ (ось обмотки основной фазы) согласно ур. (14a) также достигает своего максимума. Другими словами, векторы потока основной фазы и тока этой же фазы совпадают по направлению.

Из изложенного следует также, что, умножив полные токи и полезные реактивные сопротивления на $\frac{m}{2}$, мы можем производить все расчеты так, как если бы существовали только обе основные фазы (статора и ротора).

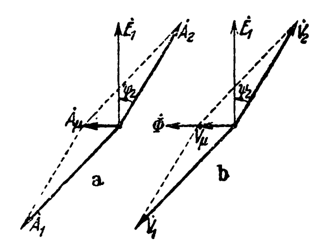
b) Явления в воздушном зазоре. При рассмотрении явлений в воздушном зазоре трехфазного регулятора электрические и магнитные

величины являются результирующими бегущими волнами, которые создаются всеми m фазами обмотки. Эти результирующие волны при стационарном режиме расположены неизменно друг по отношению к другу и для определенного момента времени могут быть нанесены вдоль воздушного зазора по окружности якоря. Токи I_1, I_2, I_μ одной пары фаз совместно с соответствующими токами остальных фаз создают линейные нагрузки, которые мы считаем распределенными синусоидально, так как мы не учитываем влияния высших гармоник (ср. раздел 13е, тома II). Пространственные фазовые углы, равные пространственным углам, деленным на p, на которые волны тока сдвинуты друг относительно друга, равны соответствующим временным углам сдвига фаз тока одной фазовой пары. Линейным нагрузкам соответствуют кривые возбуждения поля, которые сдвинуты на те же фазовые углы, что и токи $\dot{I}_1$, $\dot{I}_2$, $\dot{I}_\mu$ и амплитуды которых пропорциональны токам I_1, I_2, I_μ.



Фиг. 6. Явления в воздушном зазоре.

Таким образом мы можем временную векторную диаграмму токов



Фиг. 7. Векторная диаграмма к фиг. 6.

одной пары фаз рассматривать как пространственную векторную диаграмму, причем первоначально безразлично, принять ли токи I_1, I_2, I_μ пропорциональными векторам линейной нагрузки (как в разделе 13f тома II) или векторам соответствующей кривой возбуждения поля. На фиг. 6 представлена результирующая кривая возбуждения поля $f(x)$ вдоль окружности якоря, построенная согласно ур. (14) или (11) для момента времени $t = 0$. На чертеже воздушный зазор принят бесконечно малым, так что ось абсцисс непосредственно отделяет статор от ротора. Условимся, что положительные значения $f(x)$ соответствуют индукции, направленной снизу вверх. Линейная нагрузка, соответствующая кривой возбуждения поля, изображается волной a_μ. Положительные значения a_μ соответствуют току, выходящему из плоскости чертежа. Вращающееся поле, индуктирующее в отдельных проводниках вдоль окружности статора и ротора напряжение e, представленное пунктирной кривой, совпадает по фазе с кривой возбуждения поля. Направление индуктированного напряжения из плоскости чертежа также принято положительным. Если бы вторичный ток совпадал по фазе с индуктированным напряжением, то линейная нагрузка a_2 вторичной обмотки на пространственной диаграмме фиг. 6 была бы в фазе с индуктированным

напряжением e. Если же он отстает по фазе на временный угол ψ_2 (ср. фиг. 2,a), то кривая линейной нагрузки достигает положения кривой индуктированного напряжения e лишь по истечении времени $t = \frac{\psi_2}{\omega}$. В момент времени $t = 0$ она отстает на пространственный фазовый угол ψ_2 или на отрезок $x_{\psi_2} = \frac{\psi_2 \tau}{\pi}$. Тем самым определяется положение a_2 и вместе с тем также первичной линейной нагрузки $a_1 = a_\mu - a_2$.

Векторная диаграмма, изображающая в прямоугольной системе координат соотношения фиг. 6, представлена на фиг. 7,a. Сравнивая эту диаграмму с временной векторной диаграммой фиг. 2,a, мы видим, что линейные нагрузки $\dot{A}_1$, $\dot{A}_2$, $\dot{A}_\mu$ совпадают с соответствующими полными токами $W_1\dot{I}_1$, $W_1\dot{I}_2$, $W_1\dot{I}_\mu$ фиг. 2,a и занимают то же положение относительно напряжения, индуктированного главным потоком. Результирующая кривая возбуждения поля, изображенная на фиг. 6 в виде бегущей волны, а также поток $\dot{\Phi}$ должны изображаться на фиг. 7,a в противофазе с индуктированным напряжением в то время, как на временной диаграмме поток должен опережать напряжение на четверть периода.

Точное совпадение с временной диаграммой и в отношении потока получится в том случае, если на фиг. 6 линейные нагрузки a_1, a_2, a_μ заменить соответствующими кривыми возбуждения поля с амплитудами V_1, V_2, V_μ. Индуктированное напряжение должно быть на чертеже отложено не над соответствующим проводником, а над осью витка. Последняя кривая отстает от кривой e фиг. 6 на четверть периода. Фиг. 7,b дает в векторном изображении эту кривую индуктированного напряжения, кривые возбуждения поля и кривую потока. Векторы $\dot{V}_1$, $\dot{V}_2$, $\dot{V}_\mu$ совпадают по направлению с векторами токов $\dot{I}_1$, $\dot{I}_2$, $\dot{I}_\mu$ фиг. 2,a.

c) Поворот ротора. Рассмотрим теперь индукционный регулятор при смещении вторичной обмотки относительно первичной, например, в направлении вращения поля, т. е. в направлении положительных x (фиг. 6). В этом случае вращающееся поле достигает какой-либо фазы вторичной обмотки несколько позже, чем соответствующей фазы первичной обмотки Обозначая смещение по окружности якоря через x_β, получим временный фазовый угол, на который индуктированное во вторичной фазе напряжение отстает во времени от первичного напряжения через

$$\beta = \frac{x_\beta \pi}{\tau}, \tag{15a}$$

и тогда

$$\dot{E}'_2 = \dot{E}_1 \cdot \varepsilon^{-j\beta}. \tag{15b}$$

При построении временной диаграммы мы снова будем рассматривать по одной „основной“ фазе первичной и вторичной обмотки. Изображаемые на временной диаграмме величины представляют собой временные векторы напряжений и токов в обеих основных фазах. Положим, что при совпадении осей обеих основных фаз

$$W_1 i_1 + W_2 i_2 = W_1 i_{1\mu}.$$

Тогда можно считать, что результирующее вращающееся поле создается только токами первичной обмотки: намагничивающим током $i_{1\mu}$ „основной“ фазы и токами в „побочных“ фазах. Точно так же мы могли бы положить и

$$W_1 i_1 + W_2 i_2 = W_2 i_{2\mu}.$$

В этом случае результирующее поле создавалось бы током $i_{2\mu}$, протекающим во вторичной основной фазе (совместно с токами в побочных фазах).

В случае смещения осей основных фаз можно опять-таки рассматривать намагничивающий ток как ток основной фазы либо первичной, либо вторичной обмотки, который и создает совместно с токами побочных фаз результирующее поле. В разделе b было показано, что напряжение, индуктированное в первичной основной фазе первичным полем воздушного зазора, отстает от тока $\dot{I}_\mu$ этой фазы на четверть периода. То же является справедливым и по отношению к вторичной обмотке. Другими словами, намагничивающие токи $\dot{I}_{1\mu}$ и $\dot{I}_{2\mu}$ опережают индуктированные напряжения $\dot{E}_1$ и $\dot{E}_2$ на четверть периода. При определенной вторичной нагрузке $\dot{U}_2' \dot{I}_2'$ (фиг. 8) мы получаем прежде всего обычным путем индуктированное потоком воздушного зазора напряжение $\dot{E}_2'$ и первичное индуктированное напряжение $\dot{E}_1$, равное по величине $\dot{E}_2'$, но опережающее его на угол β.

Фиг. 8. Векторная диаграмма многофазного индукционного регулятора.

Положение намагничивающего полного тока на временной диаграмме зависит от того, рассматриваем ли мы процесс с первичной или со вторичной стороны. В первом случае этот полный ток опережает на четверть периода $\dot{E}_1$, а во втором случае $\dot{E}_2'$. На нашей диаграмме представлен первый случай и поэтому положение $W_1\dot{I}_\mu$ соответствует фиг. 2, *a*. При рассмотрении процессов с первичной стороны временный фазовый угол между полными токами $W_1\dot{I}_1$ и $W_1\dot{I}_\mu$ равен пространственному углу между линейными нагрузками $\dot{A}_1$ и $\dot{A}_\mu$ (см. раздел b). Для определения $\dot{A}_1 = \dot{A}_\mu - \dot{A}_2$ мы должны установить положение вторичной линейной нагрузки $\dot{A}_2$ по отношению к $\dot{A}_\mu$.

Вторичная обмотка смещена по отношению к первичной на пространственный фазовый угол β в направлении положительных x. Однако ток вторичной обмотки $\dot{I}_2$ отстает во времени на угол β при совпадении осей статорной и роторной обмоток. Это отставание по фазе соответствует смещению вторичной линейной нагрузки на пространственный фазовый угол β в направлении отрицательных x. Таким образом мы видим (фиг. 8), что положение вторичной линейной нагрузки по отношению к результирующей линейной нагрузке при неизменном угле сдвига фаз ψ_2 между вторичным током $\dot{I}_2$ и вторичным индуктированным напряжением $\dot{E}_2$ совершенно не зависит от взаимного

расположения вторичной и первичной обмоток. Поэтому для нахождения полного тока $W_1\dot{I}_1$ нужно направить на фиг. 8 вектор $W_2\dot{I}_2$ таким же образом, как и при совпадении осей статорной и роторной обмоток, т. е. следует повернуть его на фазовый угол β. Тогда

$$W_1\dot{I}_1 = W_1\dot{I}_\mu - W_2\dot{I}_2 \cdot \varepsilon^{j\beta}. \tag{15}$$

Таким образом поворот ротора относительно статора в трехфазном регуляторе при той же вторичной нагрузке ничего не изменяет на диаграмме полных токов. Лишь фазы тока и напряжения во внешней цепи вторичной обмотки отстают от первичных величин на тот же фазовый угол, на который вторичная обмотка сдвинута по отношению к первичной в направлении вращения поля. Таким образом на внутренние процессы в трехфазном регуляторе, если не учитывать высших гармонических, взаимное расположение статора и ротора не оказывает никакого влияния. Относительное положение линейных нагрузок остается неизменным. Напряжение, индуктированное в отдельных проводниках первичной или вторичной обмотки, однозначно определяется вращающимся полем, т. е. не зависит от взаимного положения ротора и статора. Нагляднее всего представить себе вторичную обмотку в виде замкнутой обмотки якоря постоянного тока, по которой смещаются ответвления во внешнюю цепь. Фазы тока и напряжения во внешней цепи изменяются, в то время как напряжения, индуктированные в отдельных проводниках, и протекающие по ним токи остаются неизменными.

d) Уравнение напряжений. Ур. напряжений для произвольного положения ротора получаются из ур. (13a и b). Обе фазы, для которых мы пишем ур. напряжений, мы, как и прежде, назовем „основными".

Напряжение, индуктированное в основной фазе первичной обмотки фиктивным потоком, создаваемым роторной обмоткой, при совпадении осей статорной и роторной обмотки равно: $-jX_{1_h}\dot{I}'_2$ [см. ур. (13a)]. Если основная фаза роторной обмотки смещена в направлении вращения поля на пространственный фазовый угол β по отношению к основной фазе статорной обмотки, то фиктивное поле роторной обмотки достигает статорной обмотки раньше, чем при совпадении основных фаз. Напряжение, индуктированное в первичной обмотке фиктивным полем ротора, смещается при этом в сторону опережения на фазовый угол β, т. е. становится равным: $-jX_{1_h}\dot{I}'_2\varepsilon^{j\beta}$. Точно так же фиктивное напряжение, индуктированное в роторной обмотке фиктивным полем статора, смещается на угол β в ту же сторону и становится равным: $-jX_{1h}\dot{I}_1\varepsilon^{-j\beta}$. Поэтому ур. (13a и b) при сдвиге оси основной фазы роторной обмотки по отношению к статорной на угол β в сторону вращения поля получают следующий вид:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 - jX_{1_h}(\dot{I}_1 + \dot{I}'_2\varepsilon^{j\beta}) =$$
$$= -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 + \dot{E}_1, \tag{16a}$$

$$\dot{U}_2' = (R_2' + jX_{2\sigma})\dot{I}_2' - jX_{1_h}\ (\dot{I}_1\varepsilon^{-j\beta} + \dot{I}_2') =$$
$$= -(R_2' + jX_{2\sigma}')\dot{I}_2' + \dot{E}_1\varepsilon^{-j\beta}. \tag{16b}$$

Умножая ур. (16b) на $\varepsilon^{j\beta}$ и полагая для сокращения

$$\dot{I}_2'' = \dot{I}_2'\varepsilon^{j\beta} \tag{17c}$$

и

$$\dot{U}_2'' = \dot{U}_2'\varepsilon^{j\beta}, \tag{17d}$$

получим:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 - jX_{1_h}\ (\dot{I}_1 + \dot{I}_2'') =$$
$$= -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 + \dot{E}_1 \tag{17a}$$

и

$$\dot{U}_2'' = -(R_2' + jX_{2\sigma}')\dot{I}_2'' - jX_{1_h}\ (\dot{I}_1 + \dot{I}_2'') =$$
$$= -(R_2' + jX_{2\sigma})\dot{I}_2'' + \dot{E}_1. \tag{17b}$$

В этой форме уравнения имеют тот же вид, что и при совпадении осей обмоток [ур. (13a и b)].

$\dot{I}_2''$ и $\dot{U}_2''$ представляют собой повернутые на угол β вектора $\dot{I}_2'$ и $\dot{U}_2'$ соответствующие совпадению осей статорной и роторной обмоток.

e) Вращающий момент. При нагрузке трехфазного регулятора между статором и ротором возникает вращающий момент, который можно найти по полному окружному усилию якоря (раздел II E тома I). Для случая гладкого статора и ротора и без учета насыщения железа усилие вдоль окружности якоря у воздушного промежутка пропорционально произведению $a.f(x)$ (фиг. 6) Это произведение дает синусоиду двойной частоты, налагающуюся на постоянное среднее значение, пропорциональное $\cos\psi_2$ [см. раздел IC 5, ур. (81), тома I]. Кривая усилия вдоль окружности якоря перемещается вместе с вращающимся полем, но ее интеграл, взятый по всей окружности якоря, остается во времени постоянным. Направление усилия определяется по правилу левой руки (раздел IB13 тома I) и совпадает с направлением положительных x, т. е. с направлением вращения поля (фиг. 6).

Проще, однако, определять вращающий момент по внутренней полной мощности (см. раздел IIE1 тома I), разделив ее на угловую скорость Ω_1 вращающегося поля. Тогда

$$M = \frac{mE_2I_2\cos(\dot{E}_2\dot{I}_2)}{\Omega_1} = \frac{n\,E_2I_2\cos\psi_2}{2\pi n_1}, \tag{18a}$$

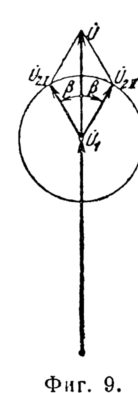
где n_1 — число оборотов вращающегося поля, или

$$M = 0{,}974\,\frac{mE_2I_2\cos\psi_2}{n_1}\ \text{kgm}. \tag{18b}$$

Здесь E_2 выражено в вольтах, I_2 в амперах и n_1 в оборотах в минуту [ур. (184a и b) тома I].

f) Включение трехфазного регулятора. Включение и применение трехфазного регулятора были уже рассмотрены в разделе IIIC2b

тома II и разделе F1 тома III. В случае обычно применяемого автотрансформаторного включения регулируемое и первичное напряжения не совпадают по фазе (см. фиг. 481 тома II). Если это нежелательно, можно взять 2 трехфазных регулятора с последовательно соединенными вторичными обмотками и сместить их роторы по отношению к первичным обмоткам в противоположные стороны на один и тот же угол β. В автотрансформаторной схеме напряжения обеих вторичных обмоток $\dot{U}_{2I}$ и $\dot{U}_{2II}$ складываются с первичным напряжением $\dot{U}_1$. Результирующее напряжение $\dot{U}$ (фиг. 9), если пренебречь падением напряжения, совпадает по фазе с первичным напряжением $\dot{U}_1$.



Фиг. 9.

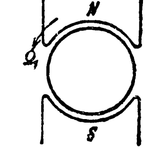
Если соединить валы обоих трехфазных регуляторов непосредственно друг с другом, получится так называемый двойной трехфазный регулятор. В этом случае оба поля должны вращаться в разные стороны для того, чтобы при повороте роторов относительно статоров напряжение одной вторичной обмотки смещалось в сторону опережения, а второй — в сторону отставания. Вращающие моменты обоих трехфазных регуляторов при этом взаимно уравновешиваются, и поворотный механизм должен преодолевать только трение. На других особенностях трехфазного регулятора мы здесь не останавливаемся [Л. 1].

Если вторичная обмотка многофазного индукционного регулятора выполнена однофазной, в первичной обмотке получается несимметричная нагрузка, зависящая от положения вторичной обмотки [Л. 6]. На изучении этого регулятора мы не останавливаемся, так как он применяется исключительно для измерительных целей.

В. ТЕОРИЯ МНОГОФАЗНОЙ ИНДУКЦИОННОЙ МАШИНЫ БЕЗ УЧЕТА ВЛИЯНИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК

I. Индукционная машина

В дальнейшем, если не будет сделано особых оговорок, мы под „индукционной машиной" будем понимать машину, как правило, вращающуюся. Само собой разумеется, что у такой машины одним из режимов является и неподвижное состояние.



Фиг. 10.

а) Ротор находится в покое. Рассмотрим сперва неподвижный ротор, помещенный в магнитное поле, вращающееся с угловой скоростью $\Omega_1 = 2\pi n_1$ (фиг. 10). Если на роторе имеется замкнутая накоротко обмотка, то в ней будут индуктироваться токи и благодаря этому выделяться тепло. Вся развиваемая в роторе тепловая мощность, которую мы обозначим через Q_2, должна быть передана ротору при посредстве магнитного поля. Если роторная обмотка присоединена к внешней цепи, потребляющей мощность N_a, то и эта мощность должна быть передана ротору от магнитного поля. Обозначая

полную доставляемую магнитным полем ротору мощность через N_i, получим следующее уравнение мощностей:

$$N_i = \Omega_1 M_A = Q_2 + N_a. \tag{19a}$$

Отсюда вращающий момент, развиваемый при неподвижном роторе,

$$M_A = \frac{Q_2 + N_a}{\Omega_1}. \tag{19b}$$

Если магнитное поле создается обычным магнитом, как для наглядности показано на фиг. 10, то мощность N_i нужно рассматривать как механическую мощность, затрачиваемую на вращение магнита. Это становится вполне очевидным в том случае, когда магнитное поле создается постоянным магнитом. Если же магнитное поле (вращающееся) создается многофазными токами, протекающими в обмотке неподвижной внешней части (статора), то мощность N_i должна быть доставлена из многофазной сети, т. е. является в этом случае электрической мощностью. Сюда, конечно, присоединяются еще потери в железе статора и в его обмотке. Индуктирующая (первичная) обмотка может быть расположена и на роторе, а индуктируемая (вторичная) — на статоре. В дальнейшем мы всегда будем предполагать, что первичная обмотка помещается на статоре, а вторичная — на роторе. Такое расположение является, как правило, общепринятым в практических конструкциях.

b) Ротор вращается. Если ротор не заторможен и развиваемый машиной вращающий момент больше момента сопротивления от трения, то ротор придет во вращение в направлении поля. Угловая скорость ротора $\Omega_{мех} = 2\pi n$, которая будет иметь место при установившемся режиме, зависит от нагрузки. Обозначая через $N_{мех}$ механическую мощность, развиваемую ротором, можно написать уравнение мощностей

Фиг. 11.

$$N_i = N_{мех} + Q_2 + N_a, \tag{20a}$$

где N_a — положительно, если во внешней цепи ротора мощность потребляется. Отсюда, если пренебречь потерями, покрываемыми за счет механической мощности ротора (см. раздел 6a), действующий на ротор вращающий момент равен полезному вращающему моменту на валу

$$M = \frac{N_{мех}}{\Omega_{мех}} = \frac{N_i}{\Omega_1}. \tag{20b}$$

Относительная скорость между вращающимся полем и ротором (фиг. 11)

$$\Omega_2 = \Omega_1 - \Omega_{мех}. \tag{21a}$$

Умножая обе части этого уравнения на число пар полюсов, получим соответственные круговые частоты

$$\omega_2 = \omega_1 - \omega_{мех}, \tag{21b}$$

разделив которые на 2π, найдем частоты

$$f_2 = f_1 - f_{мех}. \tag{21c}$$

Здесь f_1 — частота сети;

$f_{мех}$ — частота, соответствующая скорости вращения ротора;

f_2 — частота переменных токов, протекающих по обмотке ротора. Отношение

$$s = \frac{n_1 - n}{n} = \frac{\Omega_1 - \Omega_{мех}}{\Omega_1} = \frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{f_2}{f_1} \tag{21}$$

называется скольжением ротора (относительно вращающегося поля). Тогда на основании ур. (20a и b)

$$Q_2 + N_a = sN_i \tag{22a}$$

и механическая мощность

$$N_{мех} = (1 - s) N_i. \tag{22b}$$

При короткозамкнутой обмотке ротора $N_a = 0$. Угловая скорость ротора согласно ур. (21)

$$\Omega_{мех} = (1 - s) \Omega_1, \tag{22c}$$

при $s = 0$

$$\Omega_2 = 0 \text{ и } \Omega_{мех} = \Omega_1,$$

т. е. ротор вращается синхронно с полем. Согласно ур. (22b) $N_{мех} = N_i$. Так как $s = 0$, то на основании ур. (22a) $Q_2 = -N_a$, т. е. к ротору должна подводиться извне мощность $|N_a| = Q_2$, причем она должна быть мощностью постоянного тока, так как согласно ур. (21) $f_2 = 0$. Таким образом при $s = 0$ машина может отдавать или воспринимать механическую мощность лишь в том случае, когда она работает в качестве синхронной машины, питаемой со стороны ротора постоянным током. Если же к ротору не подводится никакой мощности извне, т. е. $N_a = 0$ (как это и является нормальным для индукционной машины), то согласно ур. (22a) Q_2 также должно быть равно нулю, т. е. ток по ротору не проходит и мощность, передаваемая от статора в ротор, а вместе с тем и механическая мощность ротора равны нулю (идеальный холостой ход индукционной машины).

При $s = 1$

$$\Omega_2 = \Omega_1 \text{ и } \Omega_{мех} = 0,$$

ротор неподвижен, и передаваемая от статора в ротор мощность согласно ур. (22a) равна сумме тепловой мощности ротора Q_2 и вторичной внешней мощности N_a (индукционный регулятор).

При $s < 0$ угловая скорость Ω_2 отрицательна и $\Omega_{мех} > \Omega_1$. Ротор вращается в направлении поля с сверхсинхронной скоростью. Если, далее, $Q_2 + N_a > 0$, то согласно ур. (22a) передаваемая от статора к ротору мощность, а вместе с тем [ур. (22b)] и механическая мощность отрицательны. Иными словами, на вращение машины должна затрачиваться механическая мощность, избыток которой над потерями в роторе Q_2 и вторичной мощностью N_a передается в статор. Машина работает в качестве генератора.

В области скольжений $0 < s < 1$ имеем $0 < \Omega_2 < \Omega_1$ и $\Omega_1 > \Omega_{мех} > 0$. Ротор вращается в направлении поля со скоростью ниже синхронной. В случае $Q_2 + N_a > 0$ согласно ур. (22a и b) мощность, передаваемая

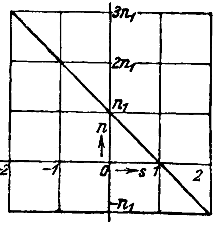
от статора в ротор, а также и механическая мощность положительны. Индукционная машина работает в качестве **двигателя**.

При $s > 1$ имеем $\Omega_2 > \Omega_1$, а $\Omega_{мех}$ отрицательна. Ротор вращается против поля. В случае $Q_2 + N_a > 0$ согласно ур. (22а) N_i положительна, т. е. через посредство вращающегося поля мощность подводится к ротору. Механическая мощность, развиваемая ротором, согласно ур. (22b) отрицательна, т. е. для вращения ротора потребна внешняя механическая мощность. Сумма значений мощностей N_i и $N_{мех}$, подводимых к ротору вращающимся полем и приводным двигателем, согласно ур. (20а) расходуется в цепи ротора. Индукционная машина работает в качестве **тормоза**.

Так как Q_2 всегда положительно, то сделанное в последних трех случаях предположение, что $Q_2 + N_a > 0$, выполняется, в частности, всегда, когда имеет место потребление мощности внешней цепью ротора или когда $N_a = 0$ (роторная обмотка замкнута накоротко).

Линейная зависимость между скольжением s и числом оборотов ротора n показана на фиг. 12.

c) Уравнения напряжений вращающейся индукционной машины. Уравнения напряжений (16а и b), найденные выше для пары фаз индукционного регулятора, для случая, когда оси роторной и статорной обмоток сдвинуты на пространственный фазовый угол β, могут быть распространены и на общий случай индукционной машины. Если скольжение ротора относительно поля равно s, то частота токов ротора составляет sf_1.



Фиг. 12. Соотношение между скольжением и числом оборотов.

Реактивные сопротивления $X'_{2\sigma}$ и X_{1h} для вторичной цепи также должны быть умножены на s, если, как мы это всегда считаем, их значения вычислены для первичной частоты f_1. Пространственный фазовый угол β между осями обмоток обеих рассматриваемых фаз при постоянстве числа оборотов пропорционален времени и для случая, когда в момент времени $t = 0$ оси обмоток совпадают, равен

$$\beta = (1 - s)\omega t. \tag{23}$$

Приняв это во внимание и подставив в ур. (13а и b) (ср. раздел IIb тома II) выражения

$$\dot{U}_1 = U_1 \varepsilon^{j(\omega t + \varepsilon_1)}, \quad \dot{I}_1 = I_1 \varepsilon^{j(\omega t + \varkappa_1)}, \qquad \text{(23а и b)}$$

$$\dot{U}'_2 = U'_2 \varepsilon^{j(s\omega t + \varepsilon_2)}, \quad \dot{I}'_2 = I'_2 \varepsilon^{j(s\omega t + \varkappa_2)}, \qquad \text{(23c и d)}$$

где $\varepsilon_1 - \varkappa_1$ и $\varepsilon_2 - \varkappa_2$ — фазовые углы между временными векторами первичного напряжения и первичного тока и соответственно вторичного напряжения и вторичного тока, получим ур. (16а и b) для общего случая индукционной машины в следующем виде:

$$U_1 \varepsilon^{j(\omega t + \varepsilon_1)} = -(R_1 + jX_{1\sigma}) I_1 \varepsilon^{j(\omega t + \varkappa_1)} -$$
$$- jX_{1h} (I_1 \varepsilon^{j(\omega t + \varkappa_1)} + I'_2 \varepsilon^{j(\omega t + \varkappa_2)}) =$$
$$= -(R_1 + jX_{1\sigma}) I_1 \varepsilon^{j(\omega t + \varkappa_1)} + \dot{E}_1. \tag{24а}$$

$$U_2'\varepsilon^{j(s\omega t+\varepsilon_2)} = -(R_2' + jsX_{2\sigma}')\,I_2'\varepsilon^{j(s\omega t+\varkappa_2)} -$$
$$- jsX_{1h}\,(I_1\varepsilon^{j(s\omega t+\varkappa_1)} + I_2'\varepsilon^{j(s\omega t+\varkappa_2)}). \tag{24b}$$

Умножив последнее уравнение на $\varepsilon^{j(1-s)\omega t}$, получим

$$U_2'\varepsilon^{j(\omega t+\varepsilon_2)} = -(R_2' + jsX_{2\sigma}')\,I_2'\varepsilon^{j(\omega t+\varkappa_2)} -$$
$$- jsX_{1h}\,(I_1\varepsilon^{j(\omega t+\varkappa_1)} + I_2'\varepsilon^{j(\omega t+\varkappa_2)}) =$$
$$= -(R_2' + jsX_{2\sigma}')\,I_2'\varepsilon^{j(\omega t+\varkappa_2)} + s\dot{E}_1. \tag{24b'}$$

Вводя временные векторы

$$\dot{U}_1 = U_1\varepsilon^{j(\omega t+\varepsilon_1)}, \quad \dot{I}_1 = I_1\varepsilon^{j(\omega t+\varkappa_1)}, \tag{25a и b}$$
$$\dot{U}_2' = U_2'\varepsilon^{j(\omega t+\varepsilon_2)}, \quad \dot{I}_2' = I_2'\varepsilon^{j(\omega t+\varkappa_2)}, \tag{25c и d}$$

причем $\dot{U}_2'$ и $\dot{I}_2'$ имеют здесь другое значение, чем в ур. (23c и d), получим следующие уравнения напряжений индукционной машины при вращении ротора

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\,\dot{I}_1 - jX_{1h}\,(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') =$$
$$= -(R_1 + jX_{1\sigma})\,\dot{I}_1 + \dot{E}_1, \tag{26a}$$
$$\dot{U}_2' = -(R_2' + jsX_{2\sigma}')\,\dot{I}_2' - jsX_{1h}\,(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') =$$
$$= -(R_2' + jsX_{2\sigma}')\dot{I}_2' + s\dot{E}_1 \tag{26b}$$

[ср. ур. (80a и b) тома II]. Таким образом с помощью преобразований мы привели уравнения напряжений для индукционной машины с вращающимся ротором к случаю индукционного регулятора, у которого оси обеих фаз, для которых написаны уравнения, совпадают. Ур. (26a и b) при значении временных векторов, определяемых ур. (25a — d), отличаются от уравнений для обычного трансформатора (ур. 13a и b) лишь тем, что реактивные сопротивления вторичной цепи умножены на скольжение s. Если роторная обмотка замкнута накоротко, то $\dot{U}_2' = 0$.

Фиг. 13. Векторная диаграмма ротора.



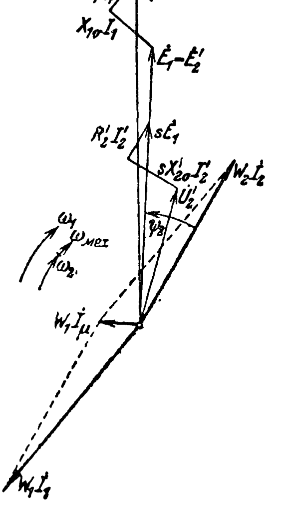
2. Векторная диаграмма индукционной машины

а) Связь между вторичными и первичными величинами на векторной диаграмме. В разделе 1b было показано, что частота f_2 индуктированных в обмотке ротора напряжений и токов зависит от числа оборотов ротора и определяется ур. (21c). Поэтому векторная диаграмма для ротора может быть при определенном числе оборотов построена обычным путем, причем линия времени вращается с угловой скоростью $\omega_2 = 2\pi f_2$. Если при этом предположить, что роторная обмотка включена (с помощью контактных колец) на некоторое внешнее кажущееся сопротивление, то для одной фазы получится векторная диаграмма, показанная на фиг. 13.

Если не обращать внимания на частоту, то эта диаграмма отличается от диаграммы для неподвижного ротора лишь тем, что значения напряжения индуктированного полем воздушного зазора и индуктивного падения напряжения уменьшены здесь пропорционально скольжению.

Согласно сказанному в разделе A2b на этой диаграмме вектор $s\dot{E}_2$ представляет собой также синусоиду индуктированного напряжения, а $\frac{W_2\dot{I}_2}{p}$ синусоиду либо линейной нагрузки, либо кривой возбуждения поля одной фазы вдоль окружности якоря. Векторы $R_2\dot{I}_2$, $jsX_{2\sigma}\dot{I}_2$ и $\dot{U}_2$ представляют собой фиктивные синусоиды напряжений, которые мы также представляем себе перемещающимися вдоль окружности якоря.

Таким образом на фиг. 13 представлена векторная диаграмма для ротора, если рассматривать явления со стороны ротора. Однако сам ротор вращается с угловой скоростью $\Omega_{мех}$, соответствующей круговой частоте $\omega_{мех}$. Если рассматривать явления со стороны статора, то отдельные синусоиды на окружности ротора будут вращаться с угловой скоростью $\Omega_{мех} + \Omega_2$ и таким образом диаграмму процессов, происходящих в роторе при наблюдении со статора, мы получим, если на фиг. 13 вращать линию времени с угловой скоростью $\omega_{мех} + \omega_2 = \omega_1$.



Фиг. 14. Векторная диаграмма индукционной машины.

Таким образом при наблюдении со статора роторные синусоиды вращаются с той же угловой скоростью Ω_1, как и статорные. Поэтому, рассматривая внутренние процессы машины со статора, можно и роторные и статорные величины нанести на одну и ту же диаграмму. Это сделано на фиг. 14, причем вторичные напряжения приведены к первичной обмотке, т. е. умножены на отношение $\frac{W_1}{W_2} = \frac{w_1\xi_1}{w_2\xi_2}$, если число фаз ротора (m_2) и статора (m_1) одинаково. Если $m_1 \neq m_2$, то роторные напряжения для приведения к статорной обмотке должны быть умножены на отношение $\frac{m_1W_1}{m_2W_2}$ (см. раздел 13f тома II и раздел D3). То обстоятельство, что диаграмма как пространственное изображение синусоид не зависит от взаимного положения ротора и статора, было уже установлено в разделе A2c.

Если рассматривать диаграмму как временную, что в соответствии с фиг. 14 непосредственно вытекает из ур. (26a и b), то следует отметить, что векторы, относящиеся к ротору, не являются непосредственно временными векторами напряжений и токов определенной фазы ротора, но эти величины должны быть умножены на $\varepsilon^{j(1-s)\omega t}$ [см. переход от ур. (24b) к (24b')]. Или, другими словами, показанные на временной диаграмме (фиг. 14) величины представляют собой временные векторы для воображаемой роторной фазы, ось которой совпадает с осью „основной" фазы статора. Таким образом, подобно тому как при неподвижной машине, мы для упрощения уравнения поворачивали ротор так, чтобы оси обеих „основных" фаз совпадали, и в этом случае при вращении машины мы предполагаем, что „основная" фаза ротора повернута в то же положение. При построении временной векторной диаграммы

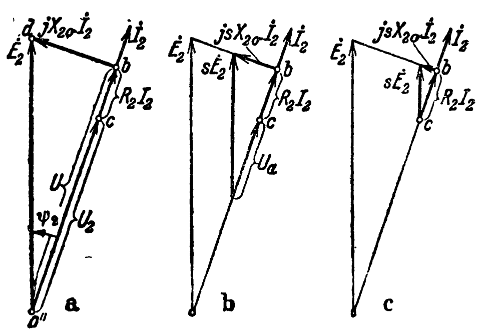
или при выводе уравнений напряжений мы можем непосредственно исходить от этих воображаемых повернутых фаз, благодаря чему решение вопроса сводится к простым соотношениям, найденным для неподвижной машины с расположенными по одной оси „основными“ фазами. Необходимо только учитывать влияние частоты на индуктивные сопротивления [см. ур. (26a и b)].

b) Механическая мощность и вращающий момент. В разделе A2e мы нашли следующее выражение для вращающего момента индукционного регулятора:

$$M = \frac{m_2 E_2 I_2 \cos\psi_2}{\Omega_1}. \tag{27a}$$

Это же уравнение остается справедливым и для индукционного двигателя, в первую очередь при неподвижном роторе. На основании фиг. 14 можно написать ур. (27a) в следующем виде:

$$M = \frac{m_2 (U_2 \cos\varphi_2 + R_2 I_2) I_2}{\Omega_1}. \tag{27b}$$



Фиг. 15. Диаграмма напряжений ротора.

a — при неподвижном роторе и сопротивлении во внешней цепи; *b* — во время пуска; *c* — при работе с короткозамкнутой роторной обмоткой.

Отсюда следует, что при прочих равных условиях момент будет наибольшим при $\varphi_2 = 0$

$$M = \frac{m_2 (U_2 + R_2 I_2) I_2}{\Omega_1}. \tag{27}$$

Таким образом, если пуск индукционного двигателя совершается при помощи включения сопротивления в цепь ротора, следует применять активные сопротивления для того, чтобы получить необходимый вращающий момент при возможно меньшем потреблении тока.

Те же уравнения для вращающего момента остаются справедливыми и при вращении индукционной машины в том случае, если под E_2 понимать напряжение, индуктированное в обмотке ротора неподвижного двигателя, так как передаваемая от статора ротору мощность $m_2 E_2 I_2 \cos\psi_2 = m_1 E_1 I_2' \cos\psi_2$ не зависит от числа оборотов ротора, если, конечно, при этом не изменяются E_1, I_2' и $\cos\psi_2$. Еще нагляднее можно представить себе связь между электрической мощностью внешней цепи при неподвижном двигателе и механической мощностью работающей машины путем следующих рассуждений. При этом предполагаем, что обмотка ротора при пуске в ход включена при помощи контактных колец на безиндукционные сопротивления, которые затем постепенно замыкаются накоротко.

На фиг. 15, *a* представлена для этого случая векторная диаграмма ротора при неподвижном двигателе в несколько видоизмененной по

сравнению с предыдущим форме. Передаваемая статором ротору мощность равна

$$N_i = m_2 E_2 I_2 \cos\psi_2 = m_2 U I_2. \tag{28a}$$

Часть этой мощности $m_2 R_2 I_2^2$ идет на нагрев обмотки ротора, а остальная мощность

$$N_{a0} = N_2 = m_2 (U - R_2 I_2) I_2 = m_2 U_2 I_2, \tag{28b}$$

если пренебречь потерями в железе ротора, расходуется в сопротивлениях внешней цепи ротора. Потери в цепи ротора составляют

$$Q_2 + N_{a0} = N_i,$$

как и следует из ур. (22a) при неподвижном двигателе ($s = 1$).

На фиг. 15, *b* представлены соотношения в период пуска, когда во внешней цепи ротора еще имеются сопротивления. При этом предполагается, что вращающееся поле в воздушном зазоре и вторичный ток не изменились по сравнению с неподвижным состоянием (15a), т. е. вращающий момент в период пуска остается на основании ур. (27) постоянным (U_1, U_2, I_2 и ψ_2 — постоянные). Этого можно достичь путем соответствующей регулировки внешних роторных сопротивлений R_a. Мощность, передаваемая статором ротору, и в этом случае определяется ур. (28a). Если из этой мощности вычесть тепловые потери роторной обмотки $m_2 R_2 I_2^2$ и мощность, потребляемую сопротивлениями внешней цепи ротора

$$N_a = m_2 U_a I_2, \tag{29a}$$

то остальная мощность представляет собой механическую мощность ротора (включая мощность, идущую на ускорение масс),

$$N_{мех} = N^i - m_2 R_2 I_2^2 - N_a = m_2 (U_2 - U_a) I_2. \tag{29b}$$

Потери в цепи ротора в этом случае равны

$$N_a + Q_2 = m_2 (U_a + R_2 I_2) I_2. \tag{29c}$$

Отсюда на основании ур. (22a) получим скольжение

$$s = \frac{N_a + Q_2}{N_i} = \frac{U_a + R_2 I_2}{U}. \tag{29}$$

Наконец, на фиг. 15, *c* представлена векторная диаграмма при коротком замыкании сопротивлений во внешней цепи ротора. Напряжение U_a, а также и мощность во внешней цепи ротора равны нулю. Вычитая из мощности, передаваемой ротору, тепловые потери роторной обмотки, получим механическую мощность

$$N_{мех} = N_2 = m_2 (U - R_2 I_2) I_2 = m_2 U_2 I_2. \tag{30a}$$

Так как тепловые потери в роторной обмотке равны $Q_2 = m_2 R_2 I_2^2$, то скольжение

$$s = \frac{m_2 R_2 I_2^2}{N_i} = \frac{R_2 I_2}{U}. \tag{30b}$$

Сравнивая фиг. 15, *a* и *c* и ур. (28b) и (30a), находим, что механическая мощность при замкнутой накоротко роторной обмотке равна

внешней (электрической) мощности N_{a0} при неподвижном двигателе, имеющем во внешней цепи ротора такое активное сопротивление, при котором получается такой же ток ротора, как и при работе двигателя с обмоткой ротора, замкнутой накоротко. Это сопротивление, являющееся при короткозамкнутом роторе воображаемым, равно

$$R_{a0} = \frac{U_2}{I_2}. \tag{31}$$

Подставляя сюда I_2 из ур. (30b), получим

$$R_{a0} = \frac{U_2}{U} \cdot \frac{R_2}{s} = (1 - s) \cdot \frac{R_2}{s}. \tag{31a}$$

Таким путем мы привели индукционную машину с короткозамкнутой роторной обмоткой к индукционному регулятору, у которого в каждой фазе внешней цепи имеется фиктивное сопротивление R_{a0}. Механическая мощность индукционной машины равна потерям в этих воображаемых сопротивлениях R_{a0}

$$N_{мех} = mR_{a0} \cdot I_2^2 = m\,(1 - s) \cdot \frac{R_2}{s} \cdot I_2^2. \tag{31b}$$

Тогда при общем сопротивлении ротора

$$R_{20} = R_{a0} + R_2 = \frac{R_2}{s} \tag{31c}$$

роторный ток будет равен

$$I_2 = \frac{E_2}{\sqrt{X_{2\sigma}^2 + \left(\frac{R_2}{s}\right)^2}}. \tag{31d}$$

То же соотношение можно получить из ур. (26b), если положить $\dot{U}_2' = 0$.

При короткозамкнутой обмотке ротора и неподвижном состоянии ($s = 1$) сопротивление $R_{20} = R_2$, при идеальном холостом ходе ($s = 0$) оно составляет $R_{20} = \infty$.

При сверхсинхронной скорости ротора согласно ур. (31c) R_{20} приобретает значение отрицательного сопротивления, и поэтому все стороны треугольника, начерченного на фиг. 15, c жирными линиями, меняют знак. Механическая мощность и мощность, передаваемая статором ротору, также становятся отрицательными, как и должно быть при работе машины генератором.

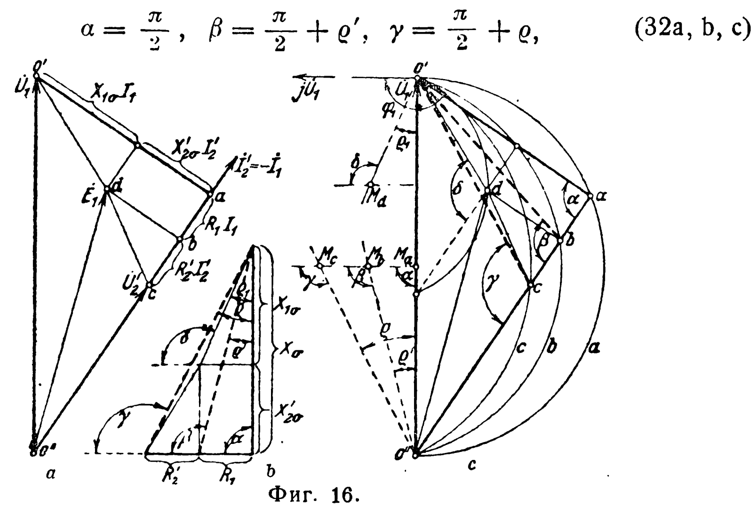
3. Упрощенная круговая диаграмма индукционной машины

а) Диаграмма без учета намагничивающего тока. В предыдущем разделе было показано, что в отношении векторной диаграммы существует полная аналогия между индукционной машиной и обычным трансформатором. Если привести вторичные величины диаграммы фиг. 15, a к первичной обмотке и добавить величины первичной цепи, то, пренебрегая намагничивающим током и потерями в железе, получим векторную диаграмму, представленную на фиг. 16, a. Точки O'', b, c и d фиг. 16, a соответствуют тем же точкам фиг. 15, a. Полученная диаграмма была уже подробно рассмотрена в разделе D2b тома III, где было показано, что при постоянном первичном напряжении $\dot{U}_1$ точки a и c

при изменении вторичного тока $\dot{I}_2$ перемещаются по окружностям, проходящим через начало и конец вектора $\dot{U}_1$. То же будет справедливым и для точки b. Эти окружности представлены на фиг. 16, c, где показан также способ нахождения их центров. Центр M_a окружности a лежит на $\dot{U}_1$, так как угол α (у точки a) прямой. Углы β (у точки b) и γ (у точки c), которые также сохраняют постоянную величину, определяются по активному и реактивному сопротивлениям первичной и вторичной обмоток, как показано на фиг. 16, b.

Имеем

$$\alpha = \frac{\pi}{2}, \quad \beta = \frac{\pi}{2} + \varrho', \quad \gamma = \frac{\pi}{2} + \varrho, \qquad \text{(32a, b, c)}$$



Фиг. 16.

a — диаграмма напряжений без учета намагничивающего тока; b — значение углов; c — построение окружностей, по которым перемещаются точки a, b, c и d.

где

$$\operatorname{tg}\varrho' = \frac{R_1}{X_\sigma} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg}\varrho = \frac{R_1 + R_2'}{X_\sigma}, \qquad \text{(32e и f)}$$

если обозначить

$$X_\sigma = X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}. \qquad \text{(32d)}$$

Точка d (конец вектора $\dot{E}_1$) также перемещается по окружности, так как угол δ (у точки d) является постоянным,

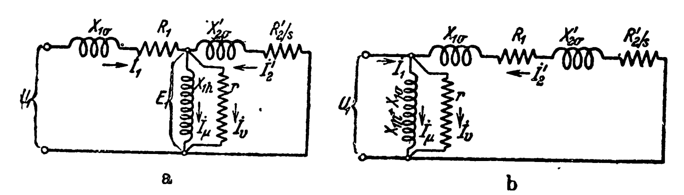
$$\delta = \frac{\pi}{2} + \varrho_1, \quad \operatorname{tg}\varrho_1 = \frac{R_1}{X_{1\sigma}}. \qquad \text{(32g и h)}$$

Окружность d проходит через конец вектора $\dot{U}_1$ и точку, отсекаемую на $\dot{U}_1$ отрезком $\frac{U_1 X_{1\sigma}}{X_\sigma}$.

В разделе D2b тома III было уже показано, что отрезок $\overline{O'a}$ на фиг. 16, a, если пренебречь намагничивающим током и потерями в железе, пропорционален первичному току I_1 и что фазовый угол φ_1 между первичным током и первичным напряжением на зажимах равен углу

между вектором $\overline{O'a} = jX_\sigma \dot{I}_1$ и вектором $j\dot{U}_1$. Разделив все векторы напряжений в треугольнике напряжений $O''aO'$ фиг. 16, c на jX_σ, получим диаграмму токов, в которой вектор $\overline{O'a}$ изображает первичный, а вектор $\overline{\dot{a}O'}$ вторичный токи. Соответствующее первичное напряжение на зажимах примет тогда положение вектора $j\dot{U}_1$ на фиг. 16, c.

b) Диаграмма при учете намагничивающего тока. В случае индукционной машины благодаря наличию относительно большого воздушного зазора между статором и ротором (отсутствующего у обычного трансформатора) пренебрегать намагничивающим током недопустимо. Намагничивающий ток и потери в железе статора определяются индуктированным напряжением E_1. Пренебрегая потерями в железе ротора, мы получим схему замещения, показанную на фиг. 17, a (см. раздел 13b тома II), где r представляет собой фиктивное сопротивление, которое, будучи умножено на квадрат протекающего по нему тока I_v, определяет потери в железе статора Q_{E_1}. Зависимость индуктированного напряжения $\dot{E}_1$ от нагрузки становится ясной из рассмотрения фиг. 16, c.



Фиг. 17. a — схема замещения индукционной машины; b — упрощенная схема замещения.

Если пренебречь намагничивающим током, то при идеальном холостом ходе ($s = 0$) индуктированное напряжение $\dot{E}_1 = \dot{U}_1$. При увеличении нагрузки E_1 уменьшается и при неподвижном двигателе ($s = 1$) становится равным, как это следует из фиг. 16, b и c,

$$\frac{U_1 \sqrt{R_2'^2 + X_{2\sigma}'^2}}{\sqrt{(R_1 + R_2')^2 + (X_{1\sigma} + X_{2\sigma}')^2}},$$

т. е. при $R_1 = R_2'$ и $X_{1\sigma} = X_{2\sigma}'$ достигает половины первоначального значения $\left(\frac{U_1}{2}\right)$.

Однако в практических случаях работы индукционной машины, от холостого хода до номинальной нагрузки, изменение E_1 невелико (при $R_1 \approx 0$ всего около 2%). Поэтому в этих пределах нагрузки и даже при некоторой перегрузке можно пользоваться схемой замещения, показанной на фиг. 17, b, на которой реактивное сопротивление главного потока X_{1h}, увеличенное на реактивное сопротивление рассеяния $X_{1\sigma}$, а также сопротивление r помещены **перед** сопротивлениями первичной цепи. Увеличение X_{1h} на $X_{1\sigma}$ учитывает падение напряжения от намагничивающего тока в первичном реактивном сопротивлении рассеяния $X_{1\sigma}$ при холостом ходе.

Для того чтобы приближенно учесть и джоулевы потери в первичной обмотке от тока холостого хода, можно соответственно уменьшить сопротивление r.

Обозначая через

$$r' = \frac{m_1 U_1^2}{Q_{E_1}} \tag{33a}$$

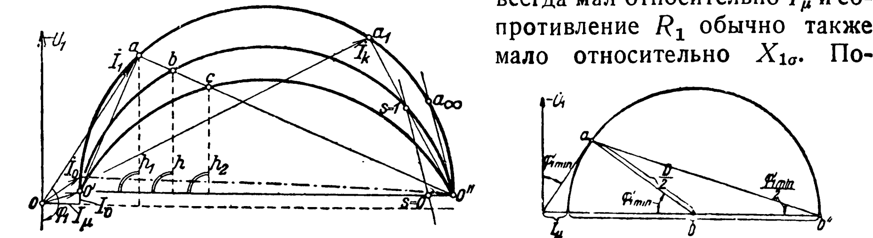
активное сопротивление, соответствующее потерям в железе, а через

$$r'' = \frac{U_1^2}{R_1 (I_1^2 - I_2'^2)} \tag{33b}$$

фиктивное сопротивление, соответствующее при номинальном режиме превышению действительных джоулевых потерь в первичной обмотке $R_1 I_1^2$ над потерями $R_1 I_2'^2$, примем

$$r = \frac{r' r''}{r' + r''} \quad \text{и} \quad I_v = \frac{U_1}{r}. \tag{33c и d}$$

В действительности, через первичную обмотку кроме тока $\dot{I}_2'$ протекает еще ток холостого хода $\dot{I}_v + \dot{I}_\mu$ (фиг. 17, *a*). Ток I_v, однако, всегда мал относительно I_μ и сопротивление R_1 обычно также мало относительно $X_{1\sigma}$. Поэтому достаточно учитывать лишь падение напряжения $jX_{1\sigma}\dot{I}_\mu$, вызываемое намагничивающим током в первичном реактивном сопротивлении от рассеяния. Для этого на фиг. 16, *c* диаметр $O''O'$ окружности *a* нужно положить равным



Фиг. 18. Упрощенная круговая диаграмма индукционной машины (ср. фиг. 17, *b*).



Фиг. 19. Пояснение к ур. (35а).

$$U_D = U_1 - X_{1\sigma} I_\mu. \tag{34a}$$

Дополнив диаграмму фиг. 16, *c* токами $\dot{I}_\mu$ и $\dot{I}_v$, получим представленную на фиг. 18 диаграмму токов, приближенно учитывающую намагничивающий ток и потери в железе. Диаграмма фиг. 18 повернута по сравнению с фиг. 16, *c* на 90° для того, чтобы вектор напряжения, как это является общепринятым, был направлен вертикально. Диаметр $O'O''$ окружности *a* на диаграмме токов равен

$$D = \frac{(U_1 - X_{1\sigma} I_\mu)}{X_\sigma} = \frac{U_D}{X_\sigma}. \tag{34b}$$

c) Коэфициент мощности, мощность, вращающий момент и скольжение. Пользуясь диаграммой, проанализируем работу индукционной машины сперва в качестве двигателя.

При идеальном холостом ходе $s = 0$ и $\dot{I}_2 = 0$. Двигатель вращается с синхронной скоростью и потребляет первичный ток $\dot{I}_0$ (точка O' на фиг. 18). При постепенной нагрузке двигателя до остановки ($s = 1$) конец вектора первичного тока $\dot{I}_1$ перемещается по верхней половине окружности a до точки a_1. Его величина постепенно растет от $I_1 = I_0$ до $I_1 = I_k$ (ток короткого замыкания).

Величина $|\cos\varphi_1|$ первичного коэфициента мощности сперва при этом возрастает, достигает максимального значения, когда $\dot{I}_1$ касается окружности a, и затем при переходе к неподвижному состоянию ротора ($\dot{I}_1 = \dot{I}_k$) снова постепенно уменьшается. Если положить $I_v = 0$, то для максимального значения $(\cos\varphi_1) = \cos(\varphi_1 + \pi) = \cos\varphi_1'$ получается очень простое выражение. Обозначив диаметр $O'O''$ окружности a через D и отношение

$$\frac{D + I_\mu}{I_\mu} = \varkappa,^1 \tag{35}$$

получим согласно фиг. 19

$$|\cos\varphi_1|_{max} = \cos\varphi_{1\,min}' = \frac{\frac{1}{2}D}{\frac{1}{2}D + I_\mu} = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \tag{35a}$$

и соответствующий первичный ток

$$I_{1\varphi_1'\,min} = \sqrt{\varkappa}\, I_\mu. \tag{35b}$$

Зависимость $|\cos\varphi_1|_{max}$ от $\varkappa$, по уравнению (35a), показана на фиг. 20.

Величина потребляемой машиной мощности (с первичной стороны) $m_1 U_1 I_1 \cos\varphi_1$ определяется перпендикуляром h_1 (фиг. 18) на направление тока I_μ. Очевидно, потребляемая мощность достигнет наибольшего значения в том случае, когда конец вектора тока придет в наивысшую точку окружности a, после чего мощность снова начинает уменьшаться. Если h_1 измерено в масштабе токов, то

$$N_1 = m_1 U_1 h_1. \tag{36}$$

Мощность, передаваемая ротору, согласно ур. (28a), равна $N_i = m_2 U I_2$ (фиг. 15, a) и, следовательно, относится к потребляемой с первичной стороны мощности, за вычетом потерь в железе, как $\overline{O''b}$ к $\overline{O''a}$ (фиг. 16, c). Таким образом перпендикуляр h из точки b на $\overline{O'O''}$ (фиг. 18) пропорционален внутренней мощности N_i. Если h измерен в масштабе токов, то

$$N_i = m_1 U_1 h. \tag{37}$$

Эта мощность пропорциональна вращающему моменту ротора

$$M = \frac{N_i}{2\pi n_1} \quad \text{или} \quad M = 0{,}974\,\frac{N_i}{n_1}\ \text{kgm}, \tag{37a и b}$$

---

[1] В разделе 5b будет показано, что $\varkappa \approx \frac{1}{\sigma}$, где σ — коэфициент полного рассеяния [ур. (64) тома II].

если в последнем уравнении внутренняя мощность N_i выражена в ваттах, а синхронное число оборотов n_1 в об/мин.

Из фиг. 18 следует, что максимум мощности N_i наступает в том случае, когда продолжение перпендикуляра h проходит через центр окружности b. Эго максимальное значение называется внутренней опрокидывающей мощностью, а соответствующий момент опрокидывающим моментом, так как большего момента двигатель развить не в состоянии, и при дальнейшей перегрузке его скорость падает до нуля. Опрокидывающий момент пропорционален разности между радиусом круга b и расстоянием его центра от прямой $\overline{O'O''}$. Таким образом, приняв во внимание фиг. 16, b и c:

$$h_K = \left(\frac{1}{\cos\varrho'} - \operatorname{tg}\varrho'\right)\frac{D}{2} = \left(\frac{\pm\sqrt{X_\sigma^2 + R_1^2}}{X_\sigma} - \frac{R_1}{X_\sigma}\right)\frac{D}{2}. \quad (38a)$$

Приняв во внимание также, что диаграмма токов получена путем деления напряжений на X_σ [ср. ур. (34 b)], найдем

$$h_K = \left(\pm\sqrt{X_\sigma^2 + R_1^2} - R_1\right)\frac{U_D}{2X_\sigma^2}. \quad (38b)$$

Внутренняя опрокидывающая мощность

$$N_K = \frac{m_1 U_1 U_D}{2X_\sigma^2}\left(\genfrac{}{}{0pt}{}{+}{(-)}\sqrt{X_\sigma^2 + R_1^2} - R_1\right) = \frac{m_1 U_1 U_D}{2\left(R_1 \genfrac{}{}{0pt}{}{+}{(-)}\sqrt{X_\sigma^2 + R_1^2}\right)}. \quad (39)$$

Для рассматриваемого здесь двигательного режима работы машины имеет значение только знак „+“ перед корнем ур. (38a и b) и (39); знак „—“, как будет показано ниже, имеет место только при генераторном режиме и поэтому взят в скобки.

Отношение опрокидывающего момента к номинальному называется перегрузочной способностью. Для того чтобы определить, наступает ли номинальный момент при значениях коэфициента мощности $\cos\varphi_1'$, близких к максимальной его величине, выведем соотношение между опрокидывающим моментом и моментом, соответствующим $|\cos\varphi_1|_{max} = \cos\varphi'_{1\,min}$. Согласно ур. (35a и b) потребление мощности из сети за вычетом потерь в железе равно

$$m_1 U_1 \sqrt{\varkappa}\,\frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}\, I_\mu,$$

а передаваемая от статора ротору мощность

$$N_{i\,|\cos\varphi_1|_{max}} = m_1 U_1 \sqrt{\varkappa}\,\frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}\, I_\mu \frac{\overline{O''b}}{\overline{O''a}}, \quad (40a)$$

где отношение $\frac{\overline{O''b}}{\overline{O''a}}$ (фиг. 18) берется для нагрузки при $|\cos\varphi|_{max}$. Согласно фиг. 19

$$\overline{O''a} = D\cos\frac{\varphi'_{1\,min}}{2}. \quad (40b)$$

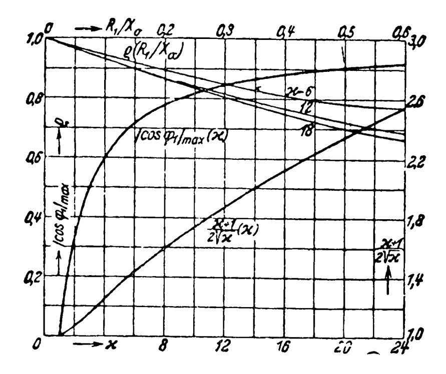
Из фиг. 19, 18 и 16, *c*

$$\left.\begin{aligned}\overline{O''b} = \overline{O''a} - \overline{ab} = D\cos\frac{\varphi'_{1\,\min}}{2} - \frac{R_1 I'_2}{X_\sigma} = \\ = D\left(\cos\frac{\varphi'_{1\,\min}}{2} - \frac{R_1}{X_\sigma}\sin\frac{\varphi'_{1\,\min}}{2}\right).\end{aligned}\right\} \qquad (40c)$$

Приняв во внимание ур. (34b) и (35), мы с помощью уравнения (39) получаем

$$\frac{N_{K+}}{N_{i\,|\cos\varphi_1|_{\max}}} = \frac{M_{K+}}{M_{|\cos\varphi_1|_{\max}}} = \frac{\sqrt{X_\sigma^2 + R_1^2} - R_1}{X_\sigma - R_1\,\mathrm{tg}\left(\frac{\varphi_{1\,\min}}{2}\right)} \cdot \frac{\varkappa + 1}{2\sqrt{\varkappa}}, \qquad (41)$$

где N_{K+} и M_{K+} представляют собой внутреннюю опрокидывающую мощность и опрокидывающий момент при двигательном режиме.



Фиг. 20. $|\cos\varphi_1|_{\max}$ и $\frac{\varkappa+1}{\sqrt{\varkappa}}$ в функции $\varkappa$; ϱ [ур. (42a)] в функции $\frac{R_1}{X_\sigma}$.

Применяя известное тригонометрическое соотношение

$$\mathrm{tg}\,\frac{x}{2} = \sqrt{\frac{1-\cos x}{1+\cos x}} \qquad (41a)$$

и положив для сокращения

$$\varrho = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{R_1}{X_\sigma}\right)^2} - \frac{R_1}{X_\sigma}}{1 - \frac{R_1}{\sqrt{\varkappa}\,X_\sigma}}, \qquad (42a)$$

находим с помощью уравнения (35a)

$$\frac{M_{K+}}{M_{|\cos\varphi_1|_{\max}}} = \varrho\,\frac{\varkappa+1}{2\sqrt{\varkappa}}. \qquad (42)$$

Коэфициент ϱ всегда несколько меньше единицы и тем меньше от нее отличается, чем меньше $\frac{R_1}{X_\sigma}$ по сравнению с единицей. Отношение $\frac{\varkappa+1}{2\sqrt{\varkappa}}$ в функции от $\varkappa$ показано на фиг. 20; оно в то же время представляет собой отношение

$$\frac{M_K}{M_{|\cos\varphi_1|_{\max}}}$$

для $\frac{R_1}{X_\sigma} = 0$. Чтобы учесть влияние $\frac{R_1}{X_\sigma}$, значения этой кривой нужно ещё умножить согласно ур. (42) на коэфициент ϱ, зависимость которого от $\frac{R_1}{X_\sigma}$ показана на той же фиг. 21.

Если двигатель работает при номинальном режиме с $|\cos\varphi_1|_{\max}$, то отношение, определяемое ур. (42), представляет собой также и перегрузочную способность. Если требуется бо́льшая перегрузочная способность,

приходится отказываться от максимального коэфициента мощности при номинальном режиме работы. Мы видим, однако, из фиг. 19, что вблизи $\varphi_{1\,\min}$ коэфициент мощности мало изменяется при изменении вращающего момента.

Механическая мощность согласно ур. (30а) равна $m_2 U_2 I_2$ (ср. фиг. 15, a), следовательно, относится к мощности, передаваемой ротору, как $\frac{\overline{O''c}}{\overline{O''b}}$. Другими словами, она пропорциональна длине перпендикуляра h_2, опущенного на отрезок $O'O''$, и равна

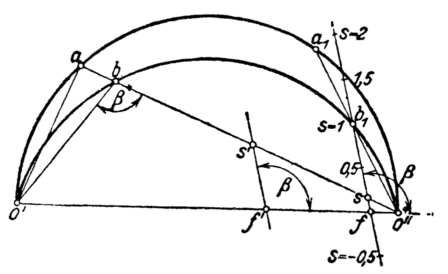
$$N_2 = m_1 U_1 h_2, \tag{43a}$$

тсли h_2 измерить в масштабе токов. Благодаря скольжению наибольшая механическая мощность достигается при несколько меньшем первичном еоке, чем внутренняя опрокидывающая мощность.

Часть мощности N_2 затрачивается на потери трения и вентиляционные, другая часть, как будет показано ниже, на такие добавочные потери, которые должны покрываться за счет механической мощности. Обозначая сумму этих потерь через $Q_{мех}$, найдем полезную мощность двигателя на валу

$$N_2' = N_2 - Q_{мех}. \tag{43b}$$

Эта мощность пропорциональна длине перпендикуляра из точки c на штрихпунктирную кривую (фиг. 18), расположенную на расстоянии $\frac{Q_{мех}}{m_1 U_1}$ от горизонтали $\overline{O'O''}$. Эта кривая в области нагрузок от холостого хода до номинальной практически параллельна $\overline{O'O''}$ и сливается с ней при неподвижном состоянии двигателя ($s = 1$) в точке O''. Точка пересечения этой штрихпунктирной кривой с левой частью окружности a определяет конец вектора первичного тока $\dot{I}_1 = \dot{I}_0$ при действительном холостом ходе.



Фиг. 21. Прямая скольжений.

Для скольжения мы согласно разделу 2b [ур. (30b)] можем написать

$$s = \frac{m_1 R_2' I_2'^2}{N_i} = \frac{\overline{cb}}{\overline{O''b}} \sim \frac{\overline{O'b}}{\overline{O''b}}. \tag{44a}$$

Проведя из точки b_1 при $s = 1$ (фиг. 21) под углом β к $\overline{O'O''}$ прямую, найдем

$$\frac{\overline{O'b}}{\overline{O''b}} = \frac{\overline{fs}}{\overline{O''f}}. \tag{44b}$$

Так как $\overline{O''f}$ не изменяется, то скольжение

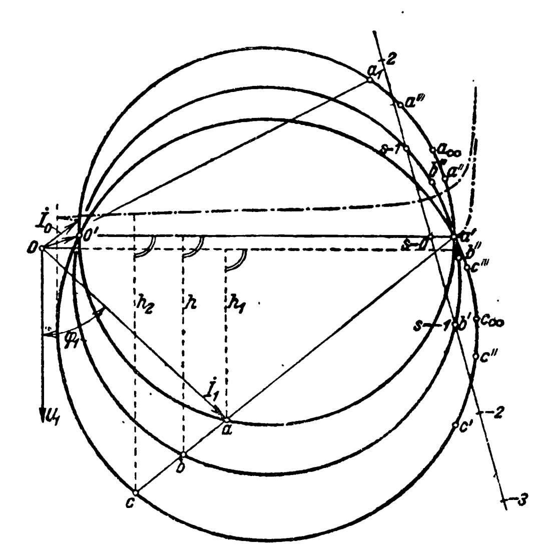
$$s = \frac{\overline{fs}}{\overline{fb_1}}. \tag{44}$$

Разделив отрезок fb_1 на сто частей и отсчитывая число частей, которое отсекает от точки f на прямой скольжения fb_1 прямая $\overline{O''a}$, опреде-

ляем скольжение в процентах. Чтобы отсчитывать скольжение вблизи номинального режима работы более точно, рекомендуется провести через точку f' (лежащую на $\overline{O'O''}$) прямую, параллельную fb_1, отстоящую от O'' на расстояние большее, чем f. Тогда масштаб скольжения увеличивается в $\frac{O'f'}{O''f}$ раз (на фиг. 21 это увеличение масштаба является пятикратным).

Пересечение прямой, параллельной $\overline{fb}_1$ и проведенной через точку O'' (касательной к окружности b), дает точку a_∞, для которой вращающий момент равен нулю, а скольжение $s = \infty$ (фиг. 18) [P2].

По диаграмме можно было бы еще определить и к. п. д., но это нецелесообразно, так как к. п. д. индукционного двигателя, как и для всех других электрических машин, с гораздо большей точностью и простотой может быть подсчитан по полезной мощности и суммарным потерям.



Фиг. 22. Работа индукционной машины в режиме генератора и тормоза.

d) Работа машины генератором и тормозом. Представим себе, что индукционная машина работает двигателем на холостом ходу ($\dot{I}_1 = \dot{I}_0$, фиг. 22). Развиваемая при этом механическая мощность равна сумме потерь на трение, вентиляционных и добавочных потерь, покрываемых механически.

Если теперь приложить к ротору внешний вращающий момент от постороннего источника механической энергии, действующий в том же направлении (т. е. в направлении вращения поля), то вектор тока $\dot{I}_1$ начнет перемещаться по окружности a вниз. При этом за счет внешнего привода будут покрываться сперва механические потери и их полная компенсация наступит тогда, когда конец вектора тока придет в точку O' ($\dot{I}_1 = \dot{I}_{01}$). Вторичный ток станет при этом равным нулю, и ротор будет вращаться с синхронной скоростью ($s = 0$). При увеличении приложенного извне вращающего момента скольжение станет отрицательным. Когда вектор тока станет перпендикулярно к $\dot{U}_1$, все потери машины будут покрываться за счет приводного двигателя. Если мощность привода возрастет еще больше, то индукционная машина начнет отдавать мощность в сеть. Фазовый угол φ_1 сделается острым, и машина перейдет на работу генератором.

Мощность, отдаваемая в сеть, пропорциональна длине перпендикуляра h_1 из точки a на показанное пунктиром продолжение $\dot{I}_\mu$, мощность,

передаваемая ротором статору, и вращающий момент пропорциональны длине перпендикуляра h из точки b на горизонтальный диаметр $\overline{O'O''}$ окружности a (ср. фиг. 18), и потребляемая механическая мощность пропорциональна длине перпендикуляра h_2 из точки c на $\overline{O'O''}$ до штрихпунктирной кривой. Коэфициент пропорциональности остается тем же, что и для двигателя.

Штрихпунктирная кривая, расстояние которой от $\overline{O'O''}$ дает механические потери, для генераторного режима ($0 > s > -\infty$) проходит выше кривой для двигательного режима ($0 < s < 1$, фиг. 18), так как для $0 > s > -\infty$ число оборотов больше, а для $0 < s < 1$ — меньше синхронного числа оборотов n_1. Для точки c_∞ на окружности c, соответствующей точке a_∞ на окружности a, число оборотов и механические потери бесконечно велики. Нижняя штрихпунктирная кривая, начинающаяся в точке $a' \equiv O''$, относится к тормозному режиму работы ($1 < s < \infty$). При определении положения штрихпунктирных кривых на фиг. 18 и 22 принято для простоты, что механические потери пропорциональны $n^{1,5}$.

При генераторном режиме с увеличением отрицательного скольжения мощности N_1, N_i и N_2 точно так же сперва растут до своих максимальных значений, а затем снова падают. Если величина скольжения больше, чем это соответствует максимуму h, т. е. внутренней опрокидывающей мощности или опрокидывающему моменту, то машина идет в разнос, так как развиваемый вращающий момент с увеличением скорости падает.

Когда вектор первичного тока $\dot{I}_1$ снова станет перпендикулярно к $\dot{U}_1$, т. е. конец его совпадет с точкой пересечения продолженного пунктиром вектора $\dot{I}_\mu$ с окружностью a, первичная мощность сделается равной нулю и потери машины будут покрываться исключительно за счет привода. Если пренебречь потерями в железе, то это будет иметь место, как мы видели в разделе 4 [ур. (49c)], при скольжении $s = -\frac{R'_2}{R_1}$.

При дальнейшем увеличении числа оборотов первичная мощность меняет знак (фиг. 26). Когда конец вектора первичного тока придет в точку $a' \equiv O''$, потери в железе будут покрываться за счет сети, а остальные потери — за счет привода. Длина перпендикуляра из точки $O'' \equiv a'$ на пунктирную горизонталь фиг. 22 дает потребляемую первичную мощность, длина перпендикуляра из точки b' на $\overline{O'O''}$ — мощность, передаваемую ротором статору, а длина перпендикуляра из точки c' до верхней штрихпунктирной кривой — потребляемую механическую мощность (мощность привода). Так как на нашей диаграмме мы для примера приняли $R'_2 = R_1$, то в точке b' скольжение $s = -1$, т. е. число оборотов вдвое больше синхронного n_1. При дальнейшем увеличении числа оборотов растет и величина отрицательного скольжения. Когда, например, конец вектора первичного тока придет в точку a'', длина перпендикуляра из этой точки на пунктирную горизонталь определит первичную, потребляемую из сети мощность. Длины перпендикуляров из b'' на $\overline{O'O''}$ и из c'' до верхней штрихпунктирной кривой дают мощность, передаваемую ротором статору, и мощность привода. Машина представляет собой генератор лишь в отношении внутренней мощности N_i; мощности, доставляемые сетью и приводом $N_1 + N_2$, идут без остатка на покрытие

тепловых и вентиляционных потерь машины. Вследствие высоких скоростей (точка a'' соответствует приблизительно $s = -3$, т. е. числу оборотов, в четыре раза превышающему синхронное n_1) эта область работы, как правило, не имеет никакого практического значения.

При бесконечно большом числе оборотов скольжение $s = -\infty$, конец вектора первичного тока приходит в точку a_∞, и вращающий момент становится равным нулю. Мощность не передается ни от ротора к статору, ни наоборот. Механические потери при этом бесконечно велики. Точка a_∞ является общей для обоих скольжений $s = +\infty$ и $s = -\infty$.

Область работы между a_∞ и a_1 соответствует вращению ротора против поля. Этот режим в разделе 1b был назван тормозным. При работе в этом режиме механические потери определяются нижней штрихпунктирной кривой фиг. 22. Рассмотрим, например, случай, когда конец вектора тока совпадает с точкой a'''. Здесь скольжение приблизительно равно $s = 2$, т. е. число оборотов равно синхронному n_1. Вращающий момент (перпендикуляр из точки b''') положителен, т. е. мощность передается из статора в ротор. Вторичная мощность (перпендикуляр из точки c''' до нижней штрихпунктирной кривой), напротив, отрицательна, так как направление вращения ротора отрицательно (см. также фиг. 26). Подводимая к машине электрически через статор и механически через ротор мощность идет на покрытие потерь в машине и превращается в теплоту. Тормозная мощность пропорциональна длине перпендикуляра из точки c''' до нижней штрихпунктирной кривой. Величину тормозного момента (перпендикуляр из точки b''') можно регулировать с помощью сопротивлений, включенных в цепь ротора. Как мы видели выше, машина не отдает ни электрической, ни механической мощности и в том случае, когда конец вектора тока $\dot{I}_1$ располагается на участке окружности a от $O'' \equiv a'$ до a_∞. Однако эту область работы мы не будем называть „тормозной", так как иначе нужно было бы, вообще говоря, весь генераторный режим рассматривать как тормозной.

В разделе 4 будет показано, как могут быть построены кривые, представленные на фиг. 26.

Из диаграммы фиг. 22 следует, что намагничивающий реактивный ток машина берет из сети. Таким образом генераторный режим работы индукционной машины предполагает существование сети, возбуждающей машину. Если отключить машину от сети, то вращающееся поле исчезает и машина, вообще говоря, не в состоянии генерировать электрическую энергию. Только лишь в том случае, когда машина включена на емкость она может (как мы увидим в разделе 7) самовозбуждаться.

е) Упрощенное изображение мощностей. Для наглядности мы изображали на диаграмме внутреннюю мощность N_i и вторичную мощность N_2 отрезками перпендикуляров из соответственных точек вспомогательных окружностей b и c на отрезок $\overline{O'O''}$. Тем самым сохранялась связь между этой диаграммой и диаграммой напряжений трансформатора. Вычерчивание окружностей b и c является, однако, излишним, если изображать мощности отрезками перпендикуляра h_1, пропорционального первичной мощности N_1. Эти отрезки отсекаются прямыми, соединяющими точку $a_0 \equiv O'$, соответствующую идеальному холостому ходу, с точками

a_1 ($s=1$) и a_∞ ($s=\infty$). Тогда на диаграмме токов (фиг. 23) внутренняя мощность

$$N_i = m_1 U_1 h \qquad (45a)$$

и вторичная мощность

$$N_2 = m_1 U_1 h_2. \qquad (45b)$$

Доказательство этого весьма просто. Согласно фиг. 23

$$\frac{h_1' - h}{I_2' \sin\varphi'} = \frac{\overline{O''a_\infty}}{\overline{O'a_\infty}} = \frac{R_1}{X_\sigma}. \qquad (46a)$$

Так как

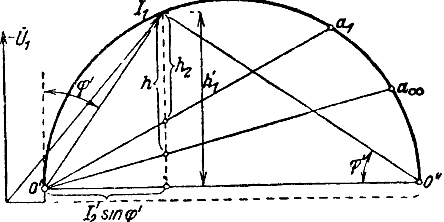
$$I_2' \sin\varphi' = \frac{X_\sigma I_2'^2}{U_D}, \qquad (46b)$$

то

$$h_1' - h = \frac{R_1 I_2'^2}{U_D}. \qquad (46)$$

Таким образом отрезок $h_1 - h$ пропорционален джоулевым потерям от прохождения по первичной обмотке приведенного к ней вторичного тока. Вводя коэфициент пропорциональности $m_1 U_1$, получим

$$m_1 U_1 (h_1' - h) = m_1 \frac{U_1}{U_D} R_1 I_2'^2 \approx m_1 R_1 I_2'^2. \qquad (47)$$



Фиг. 23. Упрощенное изображение мощностей.

Уравнение является приближенным, но практически оно дает достаточно точные результаты, так как падение напряжения от намагничивающего тока мы уже предусмотрели путем уменьшения диаметра окружности a.

Подобным же образом можно доказать, что отрезок $h_1' - h_2$ пропорционален потерям от прохождения вторичного тока и в первичной и вторичной обмотках, т. е.

$$m_1 U_1 (h_1' - h_2) = m_1 \frac{U_1}{U_D} (R_1 + R_2') I_2'^2 \approx m_1 (R_1 + R_2') I_2'^2. \qquad (48)$$

4. Соотношения между током, вращающим моментом и скольжением

Пользуясь упрощенной схемой замещения, представленной на фиг. 17, b, можно найти простые соотношения между отдельными величинами, необходимые нам при дальнейшем изложении.

а) Вторичный и первичный токи, коэфициент мощности. Соотношения между токами и скольжением могут быть найдены из диаграммы по точкам. **Вторичный ток**, приведенный к первичной обмотке при

U_D, определяемом ур. (34 а), и X_σ, определяемом ур. (32d), согласно фиг. 17, *b* и ур. (31c) равен

$$I'_2 = \frac{U_D}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{R'_2}{s}\right)^2 + X_\sigma^2}}. \qquad (49)$$

При $s = 0$ ток также равен 0, при $s = \pm\infty$

$$I'_2 = \frac{U_D}{\sqrt{R_1^2 + X_\sigma^2}}. \qquad (49a)$$

Ток I'_2 достигает своего максимального значения

$$I'_{2\,max} = \frac{U_D}{X_\sigma} = D \qquad (49b)$$

при

$$s = -\frac{R'_2}{R_1} \qquad (49c)$$

(точка O'' на фиг. 18 и a' на фиг. 22).

Отношение вторичного тока I'_2 к его максимальному значению $I_{2\,max}$

$$\frac{I'_2}{I'_{2\,max}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_1}{X_\sigma} + \sqrt{1 + \left(\frac{R_1}{X_\sigma}\right)^2} \cdot \frac{s_K}{s}\right)^2}}. \qquad (50)$$

Для $R_1 = 0$

$$\frac{I'_2}{I'_{2\,max}} = \frac{\frac{s}{s_K}}{\sqrt{1 + \left(\frac{s}{s_K}\right)^2}}. \qquad (50')$$

Таким образом отношение вторичного тока к его максимальному значению, если пренебречь первичным активным сопротивлением R_1, определяется исключительно отношением скольжения к скольжению при опрокидывающем моменте.

На фиг. 27 представлены значения I'_2 для $\frac{R_1}{X_\sigma} = 0$ (кривая, начерченная тонкой линией) и для $\frac{R_1}{X_\sigma} = 0{,}25$ (пунктирная кривая) в функции $\frac{s}{s_K}$.

Решая ур. (49) относительно s, получим

$$s = \frac{R'_2}{\underset{(-)}{+}\sqrt{\left(\frac{U_D}{I'_2}\right)^2 - X_\sigma^2} - R_1}, \qquad (51)$$

где знак $+$ перед корнем соответствует двигательному режиму, а взятый в скобки знак (—) — генераторному режиму. Отсюда можно для данного вторичного тока I'_2 определить соответствующее скольжение. Обозначая

через ι отношение вторичного тока при скольжении s к вторичному току при номинальной работе

$$\iota = \frac{I'_2}{I'_{2N}} = \sqrt{\frac{\left(R_1 + \frac{R'_2}{s_N}\right)^2 + X_\sigma^2}{\left(R_1 + \frac{R'_2}{s}\right)^2 + X_\sigma^2}} \tag{52a}$$

[ср. ур. (49)], найдем на основании ур. (51) отношение:

$$\frac{s}{s_N} = \frac{\overset{+}{(-)}\sqrt{\left(\frac{U_D}{I'_{2N}}\right)^2 - X_\sigma^2} - R_1}{\overset{+}{(-)}\sqrt{\left(\frac{U_D}{\iota I'_{2N}}\right)^2 - X_\sigma} - R_1}. \tag{52}$$

На основании ур. (52) соответственно каждому отношению токов можно найти отношение скольжений.

Первичный ток, если пренебречь небольшим током потерь I_v (фиг. 24, a), равен

$$I_{1,\, I_v = 0} = \sqrt{I_\mu^2 + I'^2_2 + 2 I_\mu \cdot I'_2 \cos\vartheta} \tag{53a}$$

или, приняв во внимание $\cos\vartheta = \frac{I'_2}{D}$ и ур. (35),

$$I_{1,\, I_v = 0} = \sqrt{I_\mu^2 + \frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1} I'^2_2}. \tag{53b}$$

Фиг. 24. Пояснения к ур. (53a) и (55).

Отношение этого тока к максимальному первичному току

$$I_{1\max} = I_\mu + D$$

получим с помощью ур. (34b) и (35)

$$\left(\frac{I_1}{I_{1\max}}\right)_{I_v = 0} = \sqrt{\frac{1}{\varkappa^2} + \frac{\varkappa^2 - 1}{\varkappa^2} \cdot \frac{X_\sigma^2}{\left(R_1 + \frac{R'_2}{s}\right)^2 + X_\sigma^2}} \tag{54a}$$

или с помощью ур. (60a) при $R_1 = 0$

$$\left(\frac{I_1}{I_{1\max}}\right)_{I_v = 0} = \sqrt{\frac{\frac{1}{\varkappa^2} + \left(\frac{s}{s_K}\right)^2}{1 + \left(\frac{s}{s_K}\right)^2}}. \tag{54a'}$$

Разделив первичный ток на вторичный максимальный ток $I'_{2\max}$, получим с помощью ур. (53b), (49b) и (35) независимо от $\frac{R_1}{X_\sigma}$

$$\left(\frac{I_1}{I'_{2\max}}\right)_{I_v = 0} = \sqrt{\frac{1}{(\varkappa - 1)^2} + \frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1}\left(\frac{I'_2}{I'_{2\max}}\right)^2}. \tag{54}$$

Пунктирная кривая на фиг. 27 дает первичный ток I_1 для $\varkappa = 11$ и $R_1 = 0$ в единицах $I'_{2\max}$ при $R_1 = 0$.

Ток потерь I_v согласно фиг. 24, b увеличивает первичный ток приблизительно на $I_v \cos \varphi_1'$, причем φ_1' может быть взято на-глаз с достаточной точностью. Тогда

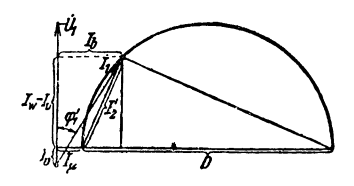
$$I_1 \approx I_{1,\, I_v=0} + I_v \cos \varphi_1'. \qquad (55)$$

На фиг. 26 представлено отношение вторичного тока I_2' к вторичному максимальному току $I'_{2\,max}$ в функции скольжения для случая $R_1 = R_2' = 0{,}25\ X_\sigma$, т. е. для того же случая, для которого были построены диаграммы на фиг. 15, 16, 18 и 22.

Согласно ур. (49c) ток I_2' достигает в данном случае максимального значения при $s = 1$ и затем уменьшается до значения 0,971 $I'_{2\,max}$ при $s = -\infty$.

Отношение первичного тока I_1 к $I'_{2\,max}$ также представлено на фиг. 26 для случая $\varkappa = 11$ и $I_v = 0$. С левой стороны внизу показаны эти кривые для большего масштаба скольжения s.

Для коэфициента мощности согласно ур. (25) можно написать



Фиг. 25. Пояснение к ур. (56).

$$\cos \varphi_1' = \frac{I_w}{\sqrt{I_w^2 + I_b^2}}. \qquad (56)$$

Далее

$$I_w - I_v = \sqrt{D^2 - I_2'^2} \cdot \frac{I_2'}{D} \qquad (57a)$$

и

$$I_b - I_\mu = \frac{I_2'^2}{D}. \qquad (57b)$$

Подставляя эти значения в ур. (56) и полагая для сокращения

$$i = \frac{I_2'}{D} = \frac{sX_\sigma}{\sqrt{(sR_1 + R_2')^2 + s^2 X_\sigma^2}} \qquad (58a)$$

и

$$v = \frac{I_v}{I_w}, \qquad (58b)$$

получим после простейших преобразований следующее выражение:

$$\cos \varphi_1' = \frac{1}{\sqrt{1 + w}}, \qquad (58)$$

где, принимая во внимание ур. (35),

$$w = \left[\frac{1 + i^2(\varkappa - 1)}{i(\varkappa - 1)}(1 - v)\right]^2 \frac{1}{1 - i^2}. \qquad (58c)$$

b) **Вращающий момент**. Зависимость вращающего момента от скольжения не усматривается непосредственно из круговой диаграммы. Эта зависимость выясняется, если построить кривую взятых из диаграммы вращающих моментов в функции скольжения (фиг. 26). Поэтому соотношение между вращающим моментом и скольжением целесообразнее выразить аналитически. Согласно ур. (30b) мощность, передаваемая статором ротору,

$$N_i = \frac{m_2 R_2 I_2^2}{s}. \qquad (59)$$

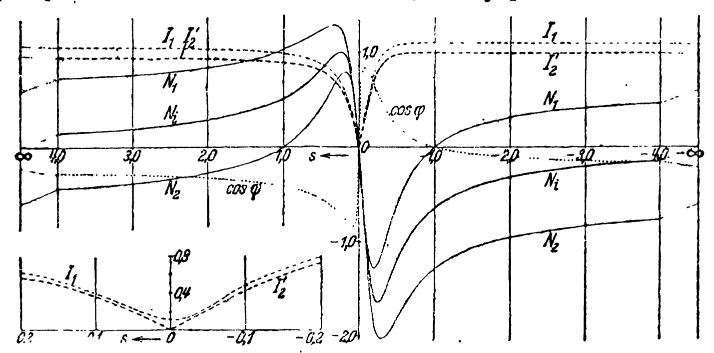
Заменяя здесь вторичный ток по ур. (49) и принимая во внимание, что при приближенном учете падения напряжения от намагничивающего тока мы в разделе 3с так определяли U_D, чтобы соответственная мощность равнялась не произведению U_D на активный ток, а произведению U_1 на активный ток, найдем следующее выражение для мощности, передаваемой статором ротору:

$$N_i = \frac{U_1}{U_D} \cdot \frac{m_1 U_D^2 \frac{R_2'}{s}}{\left(R_1 + \frac{R_2'}{s}\right)^2 + X_\sigma^2} = \frac{m_1 U_1 U_D \frac{R_2'}{s}}{\left(R_1 + \frac{R_2'}{s}\right)^2 + X_\sigma^2} \qquad (59a)$$

или

$$N_i = \frac{m_1 U_1 U_D s R_2'}{(sR_1 + R_2')^2 + (sX_\sigma)^2}. \qquad (59b)$$

Эта мощность согласно ур. (37а и b) пропорциональна вращающему моменту. Кривая отношения мощности N_i к внутренней опрокидывающей



Фиг. 26. Первичный ток I_1 и вторичный ток I_2', отнесенные к $I_{2m \cdot x}'$, первичная мощность N_1, внутренняя N_i и вторичная N_2, отнесенные к опрокидывающей мощности N_{K+}, первичный коэфициент мощности $\cos\varphi$ в функции скольжения $R_1 = R_2' = 0{,}25\ X_\sigma$, $\varkappa = 11$, $I_v = 0$.

мощности, которая одновременно является и кривой отношения вращающего момента к опрокидывающему моменту, в зависимости от скольжения представлена на фиг. 26 для

$$R_1 = R_2' = 0{,}25 X_\sigma.$$

Одинаковые значения N_i при одном и том же скольжении, как для двигательного, так и для генераторного режима, получаются лишь в том случае, когда активное сопротивление первичной обмотки $R_1 = 0$

Опрокидывающий момент пропорционален внутренней опрокидывающей мощности N_K, получаемой из выражения

$$\frac{dN_i}{ds} = 0.$$

При этом скольжение (опрокидывающее скольжение)

$$s_K = \pm \frac{R_2'}{\sqrt{R_1^2 + X_\sigma^2}}. \qquad (60a)$$

В соответствии с ур. (39)

$$N_K = \frac{m_1 U_1 U_D}{2\left(R_1 \pm \sqrt{R_1^2 + X_\sigma^2}\right)}. \tag{60b}$$

где знак (+) перед корнем соответствует двигательному, знак (—) генераторному режиму.

В нашем примере на фиг. 26 опрокидывающая мощность имеет место при $s_K \pm 0{,}243$.

При увеличении активного сопротивления R_1 опрокидывающий момент при генераторном режиме возрастает и при больших активных сопротивлениях R_1 может достигать весьма больших значений [Л. 22].

Согласно ур. (60b) внутренняя опрокидывающая мощность и, следовательно, опрокидывающий момент не зависят от сопротивления цепи ротора R_2'. Напротив, согласно уравнению (60a) скольжение, при котором имеет место опрокидывающий момент, пропорционально сопротивлению цепи ротора R_2' и имеет одинаковые значения как для двигательного, так и для генераторного режима. С увеличением сопротивления цепи ротора опрокидывающий момент смещается по оси абсцисс по обе стороны от ординаты $s = 0$ пропорционально сопротивлению ротора. Вводя сопротивление в цепь ротора, можно довести величину начального момента ($s = 1$) до значения опрокидывающего момента. Полагая $M_K = M_{s=1}$, получим на основании ур. (60a) при $s_K = 1$ то сопротивление

$$R_2' = \sqrt{R_1^2 + X_\sigma^2}, \tag{61}$$

при котором двигатель развивает начальный момент, равный опрокидывающему. Принимая во внимание ур. (59b) и (60b), получим отношение мощности N_i, передаваемой статором ротору, к опрокидывающей внутренней мощности при двигательном режиме, которую мы обозначаем через N_{K+}, равным

$$\frac{N_i}{N_{K+}} = \frac{M}{M_{K+}} = \frac{2sR_2'\left(R_1 + \sqrt{R_1^2 + X_\sigma^2}\right)}{(sR_1 + R_2')^2 + (sX_\sigma)^2}. \tag{62}$$

Разделив числитель и знаменатель на $sR_2'\sqrt{R_1^2 + X_\sigma^2}$ и приняв во внимание ур. (60a) для опрокидывающего скольжения, получим

$$\frac{N_i}{N_{K+}} = \frac{M}{M_{K+}} = \frac{2(1+\varepsilon)}{\frac{s}{s_K} + \frac{s_K}{s} + 2\varepsilon}, \tag{62a}$$

где для сокращения

$$\varepsilon = |s_K| \frac{R_1}{R_2'} = \frac{R_1}{\sqrt{R_1^2 + X_\sigma^2}} \approx \frac{R_1}{X_\sigma}. \tag{62b}$$

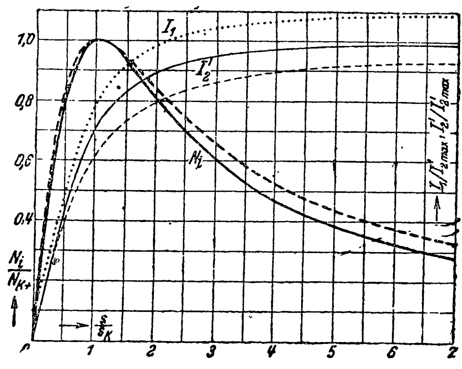
Приближенно можно брать $\varepsilon \approx 5 s_N$.

Средние значения s_N приведены на фиг. 262. Для $R_1 = 0$ получим

$$\frac{M}{M_{K+}} = \frac{2}{\frac{s}{s_K} + \frac{s_K}{s}}. \tag{62a'}$$

Неточность, получающаяся, если пренебречь $\varepsilon\,(R_1 = 0)$, оказывается при двигательном режиме тем больше, чем больше $\frac{s}{s_K}$ или $\frac{s_K}{s}$ отличается от единицы. В предельных случаях $\frac{s}{s_K} = 0$ и $\frac{s}{s_K} = \infty$ получается относительная ошибка порядка ε. При генераторном режиме наибольшая относительная ошибка имеет место при $\frac{s}{s_K} = -1$ и достигает в этом случае приблизительно 2ε.

На фиг. 27 жирной кривой представлено отношение внутренней мощности N_i к опрокидывающей мощности N_{K+} в зависимости от отношения $\frac{s}{s_K}$ при условии, если пренебречь активным сопротивлением R_1 в первичной обмотке. Влияние активного сопротивления R_1 при $\frac{R_1}{X_\sigma} = 0{,}25$ показывает кривая из черточек.



Фиг. 27. Вторичный ток I'_2 при $R_1 = 0$ (—) и $\frac{R_1}{X_\sigma} = 0{,}25$ (.......), первичный ток I_1 при $R_1 = 0$ и $\varkappa = 11$ (...), внутренняя мощность N_i при $R_1 = 0$ (—) и при $\frac{R_1}{X_\sigma} = 0{,}25$ (.......) в функции отношения скольжения к опрокидывающему скольжению.

Перегрузочная способность при двигательном режиме согласно ур. (62а) равна

$$\ddot{u} = \frac{M_{K+}}{M_N} = \frac{\frac{s_N}{s_K} + \frac{s_K}{s_N} + 2\varepsilon}{2(1+\varepsilon)}. \quad (63a)$$

Отсюда можно найти отношение скольжения s_N при номинальной нагрузке к опрокидывающему скольжению s_K:

$$\frac{s_N}{s_K} = \frac{1}{[\ddot{u} + (\ddot{u} - 1)\,\varepsilon] + \sqrt{[\ddot{u} + (\ddot{u} - 1)\,\varepsilon]^2 - 1}}. \quad (63b)$$

Для приближенных подсчетов, особенно в случаях двигателей большей мощности (ε мало), можно пользоваться уравнениями

$$\ddot{u} \approx \frac{\frac{s_N}{s_K} + \frac{s_K}{s_N}}{2} \quad (63a')$$

и

$$\frac{s_N}{s_K} \approx \ddot{u} - \sqrt{\ddot{u}^2 - 1} = \frac{1}{\ddot{u} + \sqrt{\ddot{u}^2 - 1}}. \quad (63b')$$

Относительная погрешность, которую мы совершаем при определении перегрузочной способности по приближенному уравнению (63а'), составляет $\frac{\varepsilon\,(\ddot{u} - 1)}{\ddot{u}}$, т. е. она пропорциональна ε и получается тем большей, чем больше перегрузочная способность. Например, для $\ddot{u} = 2$ и $\varepsilon = 0{,}2$

(двигатель с номинальной мощностью около 10 kW и номинальным скольжением $s_N \approx 0{,}04$, см. фиг. 262), при пользовании формулой (63a′) получается перегрузочная способность, преувеличенная на 10%.

Из уравнений (62a) и (63a) находим отношение m вращающего момента M при скольжении s к номинальному моменту M_N:

$$m = \frac{M}{M_N} = \frac{\frac{s_N}{s_K} + \frac{s_K}{s_N} + 2\varepsilon}{\frac{s}{s_K} + \frac{s_K}{s} + 2\varepsilon}. \tag{64}$$

Решая это уравнение относительно s и полагая для сокращения

$$\ddot{u}' = \ddot{u} + (\ddot{u} - m)\,\varepsilon, \tag{65}$$

находим скольжение

$$s = \frac{s_K}{m}\left(\ddot{u}' \mp \sqrt{\ddot{u}'^2 - m^2}\right) \tag{65a}$$

или

$$s = \frac{m s_K}{u' \pm \sqrt{\ddot{u}'^2 - m^2}}. \tag{65b}$$

Верхний знак перед корнем в уравнениях (65a) и (65b) берется для $s < s_K$, нижний — для $s > s_K$. Для получения наибольшей точности при вычислениях с логарифмической линейкой рекомендуется пользоваться тем из уравнений, у которого перед корнем получается положительный знак, т. е. ур. (65b) для $s < s_K$ и ур. (65a) для $s > s_K$.

Отношение начального момента ($s = 1$) при замкнутой накоротко обмотке ротора к опрокидывающему моменту согласно ур. (62a), равно

$$\frac{M_A}{M_{K+}} = \frac{2(1+\varepsilon)}{\frac{1}{s_K} + s_K + 2\varepsilon}. \tag{66}$$

Отсюда отношение a начального момента к номинальному получим, вводя перегрузочную способность $\ddot{u}$, по ур. (63a)

$$a = \frac{M_A}{M_N} = \frac{2(1+\varepsilon)}{\frac{1}{s_K} + s_K + 2\varepsilon}\cdot \ddot{u} = \frac{2(1+\varepsilon)\,s_K}{1 + 2\varepsilon s_K + s_K^2}\cdot \ddot{u}. \tag{66a}$$

Таким образом можно определить опрокидывающее скольжение, которое должен иметь двигатель при заданной перегрузочной способности $\ddot{u}$ и заданном отношении a начального момента к номинальному. Вводя для сокращения

$$\ddot{u}_a = \frac{\ddot{u}}{a}\left(1 + \frac{\ddot{u} - a}{\ddot{u}}\,\varepsilon\right), \tag{67a}$$

найдем, что это опрокидывающее скольжение равно:

$$s_K = \ddot{u}_a \binom{-}{+} \sqrt{\ddot{u}_a^2 - 1} = \frac{1}{\ddot{u}_a \binom{+}{-} \sqrt{\ddot{u}_a^2 - 1}}. \tag{67b}$$

Верхний знак перед корнем в ур. (67b) соответствует тому главным образом и встречающемуся на практике случаю, когда опрокидывающий момент имеет место при скольжении $s_K < 1$. Нижний знак ставится при $s_K > 1$. При достаточно малом активном сопротивлении статорной обмотки $\ddot{u}_a \approx \frac{\ddot{u}}{a}$.

Ур. (67b) имеет практическое значение при расчете двигателей. Так как действующими стандартами (ОСТ 7340 и ОСТ 7341) установлены определенные величины перегрузочной способности $\ddot{u}$ и относительного начального момента a, то ур. (67b) позволяет определить необходимое при этом опрокидывающее скольжение s_K, причем в первом приближении можно принять $\varepsilon = 0$ или найти его из ур. (62b), задавшись значениями R_1 и X_σ. Далее, по ур. (62a) можно определить и необходимую величину активного сопротивления R_2' роторной обмотки.

Опрокидывающее скольжение, необходимое для получения определенного начального момента, можно также найти из фиг. 27, если не принимать, как мы это делали первоначально $s_K = \mathrm{const}$ и $s = \mathrm{var}$, а положить $s = 1$ $(N_i = N_A)$ и считать s_K переменным. Тогда абсцисса, соответствующая отношению $\frac{M_A}{M_K} = \frac{N_A}{N_K} = \frac{a}{\ddot{u}}$ (обычно на правой ветви кривой), определит $\frac{1}{s_K}$. Следовательно, ее обратное значение равно s_K.

На фиг. 26 показаны также кривые первичной мощности N_1 и вторичной мощности N_2. Последняя имеет величину

$$N_2 = (1 - s)\, N_i = \frac{\Omega_{\max}}{\Omega_1} N_i = \frac{n}{n_1} N_i. \qquad (68a)$$

При бесконечно большом скольжении для N_2 получается неопределенность вида $-\infty \cdot 0$. Подставляя N_i из ур. (59b) и определяя обычным способом $\lim\limits_{s \to \infty} N_2 (s)$, получим

$$N_{2,\, s=\infty} = \frac{m_1 U_1 U_D R_2'}{R^2 + X_\sigma^2}. \qquad (68b)$$

Разность $N_i - N_2$ дает потери в роторе.

Для определения первичной мощности необходимо прибавить к N_i покрываемые первичной сетью потери в железе и потери в статорной обмотке. На фиг. 26 показана кривая первичной мощности N_1 при условии, что потери в железе и намагничивающий ток равны нулю. Так как на фиг. 26 принято $R_1 = R_2'$, то

$$N_1 - N_i = N_i - N_2.$$

5. „Точная" диаграмма

а) Положение окружности. При выводе круговой диаграммы в разделах 3 и 4 мы предполагали, что величина намагничивающего тока не зависит от нагрузки и, кроме того, падение напряжения от намагничивающего тока в первичной обмотке учитывались лишь приближенно. Теперь, мы рассмотрим круговую диаграмму, учитывающую как измене-

ние намагничивающего тока от нагрузки, так и вызываемое им падение напряжения. Однако и в этом случае мы будем предполагать, что индуктивные и активные сопротивления постоянны, т. е. будем пренебрегать влиянием изменения магнитной проницаемости железа под влиянием нагрузки и явлением вытеснения тока (поверхностным эффектом) в проводниках обмотки. Тем самым к названию „точная" круговая диаграмма следует подходить с осторожностью. Для упрощения наших выводов мы будем также пренебрегать током I_v, идущим на покрытие потерь в железе, влияние которого можно приближенно учесть по способу, изложенному в разделе 3b.

Из ур. (26a и b) можно найти временный вектор первичного тока $\dot{I}_1$. Полагая для сокращения

$$X_1 = X_{1h} + X_{1\sigma} \tag{69a}$$

и

$$X'_2 = X_{1h} + X'_{2\sigma}, \tag{69b}$$

из ур. (26b) получим при $U'_2 = 0$

$$\dot{I}'_2 = -\frac{jsX_{1h}}{R'_2 + js(X_{1h} + X'_{2\sigma})} \dot{I}_1 = -\frac{jsX_{1h}}{R'_2 + jsX'_2} \dot{I}_1. \tag{70a}$$

Для того чтобы распространить наши выводы и на машину с включенным в цепь ротора пусковым реостатом, мы будем под R_2 понимать все активное сопротивление одной фазы роторной обмотки (включая и пусковое сопротивление). Подставляя выражение для $\dot{I}'_2$ в уравнение (26a), получим

$$\dot{U}_1 = -\left[(R_1 + jX_1) + \frac{sX_{1h}^2}{R'_2 + jsX'_2}\right] \dot{I}_1, \tag{70}$$

откуда первичный ток

$$\dot{I}_1 = -\frac{R'_2 + jsX'_2}{(R_1 + jX_1) R'_2 + s[jX'_2 (R_1 + jX_1) + X_{1h}^2]} \dot{U}_1. \tag{70b}$$

Это уравнение определяет временный вектор $\dot{I}_1$ в функции скольжения s. Ур. (70b) имеет вид

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{A} + \dot{B}s}{\dot{C} + \dot{D}s} = \frac{A_x + jA_y + (B_x + jB_y)s}{C_x + jC_y + (D_x + jD_y)s}. \tag{71}$$

Из раздела I2c тома II мы знаем, что такое выражение является уравнением окружности, произвольно расположенной относительно начала координат. Если направить напряжение на зажимах $\dot{U}_1$ по оси отрицательных ординат (фиг. 28), то координаты центра x_m и y_m и радиус R окружности согласно ур. (37a до c) тома II могут быть определены с помощью выражений

$$\left.\begin{aligned} &A_x = 0; \quad B_x = -X'_2 U_1; \quad C_x = R_1 R'_2; \; D_x = X_{1h}^2 - X_1 X'_2; \\ &A_y = R'_2 U_1; \; B_y = 0; \quad C_y = R'_2 X_1; \; D_y = R_1 X'_2. \end{aligned}\right\} \tag{71a — h}$$

Полагая для сокращения

$$r = \frac{R_1}{X_1} \tag{72a}$$

(практически r всегда меньше 0,1) и вводя коэфициент полного рассеяния [ур. (64) тома II]

$$\sigma = 1 - \frac{X_{1h}^2}{X_1 X_2'}, \tag{72b}$$

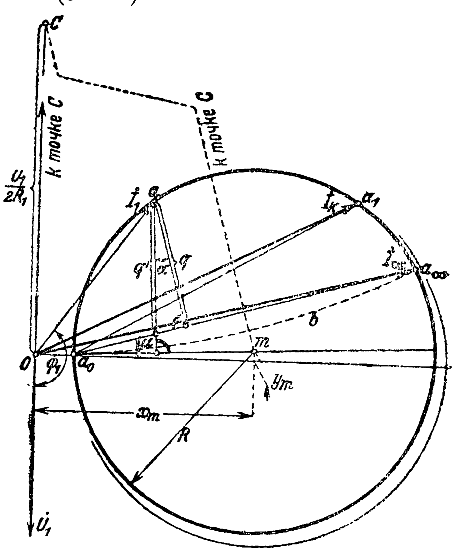
после простых преобразований найдем

$$x_m = \frac{1+\sigma}{\sigma + r^2} \frac{U_1}{2X_1}, \tag{73a}$$

$$y_m = \frac{2r}{\sigma + r^2} \frac{U_1}{2X_1}, \tag{73b}$$

$$R = \frac{1-\sigma}{\sigma + r^2} \frac{U_1}{2X_1}. \tag{73c}$$

Точки a_0, a_1 и a_∞ на фиг. 28 соответствуют идеальному холостому ходу ($s = 0$), неподвижному состоянию ($s = 1$) и бесконечно большой скорости вращения ($s = \infty$). Согласно разделу I2f тома II точки a_0 и a_∞ получаются от пересечения диаграммного круга окружностью b (на фиг. 28 показана пунктиром), радиус которой равен $\frac{U_1}{2R_1}$ и центр которой C находится на оси ординат на расстоянии $\frac{U_1}{2R_1}$ от начала координат.



Фиг. 28. „Точная" круговая диаграмма; окружность, показанная тонкой линией, представляет собой упрощенную диаграмму по разделу В3.

b) Сравнение с упрощенной диаграммой. Для того чтобы иметь возможность сравнивать „точную" диаграмму с рассмотренной в разделах 3 и 4 упрощенной диаграммой, необходимо установить соотношения между некоторыми величинами, входящими в уравнения для обеих диаграмм.

Намагничивающий ток для упрощенной диаграммы определялся выражением (фиг. 17,b)

$$I_\mu = \frac{U_1}{X_{1h} + X_{1\sigma}}. \tag{74a}$$

Для точной диаграммы мы получаем из ур. (70b), полагая $s = 0$,

$$I_\mu \approx I_{0'} = \frac{U_1}{\sqrt{R_1^2 + (X_{1h} + X_{1\sigma})^2}} \approx \frac{U_1}{X_{1h} + X_{1\sigma}}. \tag{74b}$$

Точность последнего уравнения во всех практических случаях, т. е. при $R_1 < X_\sigma$, весьма велика. Ошибка обычно значительно меньше 1% и, таким образом, намагничивающий ток для $s = 0$ в обеих диаграммах практически имеет одинаковую величину.

Диаметр D окружности упрощенной диаграммы согласно ур. (34b) равен

$$D = \frac{U_1 - X_{1\sigma} I_\mu}{X_\sigma}. \tag{75a}$$

Подставив сюда выражение для I_μ из ур. (74a), из ур. (35) получим

$$\varkappa = \frac{D + I_\mu}{I_\mu} = \frac{X_{1h}}{X_\sigma} + 1. \tag{75b}$$

Так как здесь $X_{1\sigma}$ оказалось исключенным, то при определенном значении $\varkappa$ упрощенная диаграмма не зависит от того, в каком отношении общее реактивное сопротивление рассеяния $X_\sigma = X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}$ распределяется на первичное $X_{1\sigma}$ и вторичное $X'_{2\sigma}$.

Напротив, точная диаграмма это распределение учитывает. Из ур. (72b)

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{X_{1h}}{X_\sigma + \dfrac{X_{1\sigma} X'_{2\sigma}}{X_{1h}}} + 1. \tag{76a}$$

Заменяя здесь $\dfrac{X_{1h}}{X_\sigma}$ через $\varkappa - 1$ [согласно уравнению (75b)] и подставляя $X_{1\sigma} \approx X'_{2\sigma}$, получим

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{\varkappa - 1 + \dfrac{X_{1\sigma} X'_{2\sigma}}{\varkappa X_\sigma^2}}{\varkappa - 1 + \dfrac{X_{1\sigma} X'_{2\sigma}}{X_\sigma^2}} \cdot \varkappa \approx \frac{\varkappa - 1 + \dfrac{1}{4}\varkappa}{\varkappa - 1 + \dfrac{1}{4}} \cdot \varkappa. \tag{76b}$$

Отсюда следует, что $\varkappa$ лишь немногим больше $\dfrac{1}{\sigma}$. Например, для $\varkappa = 11$ (как было принято при построении упрощенной диаграммы в разделах 3 и 4) получается $\dfrac{1}{\sigma} = 0{,}978\,\varkappa$. Если $X_{1\sigma} \neq X'_{2\sigma}$, то разница между $\dfrac{1}{\sigma}$ и $\varkappa$ будет еще меньше.

Отношение r [ур. (72a)] на основании ур. (75b) получает вид:

$$r = \frac{R_1}{X_{1h} + X_{1\sigma}} = \frac{1}{\varkappa - 1 + \dfrac{X_{1\sigma}}{X_\sigma}} \cdot \frac{R_1}{X_\sigma} \approx \frac{2}{2\varkappa - 1} \cdot \frac{R_1}{X_\sigma}, \tag{77}$$

где принято, что $X_{1\sigma} \approx X'_{2\sigma}$.

Взяв, наконец, отношение диаметра D упрощенной диаграммы к диаметру $2R$ точной диаграммы, мы при $\sigma_1 = \dfrac{X_{1\sigma}}{X_{1h}}$ и $\sigma_2 = \dfrac{X'_{2\sigma}}{X_{1h}}$ [см. ур. (63b и c) тома II] после несложных преобразований получим

$$\frac{D}{2R} = 1 + \frac{1}{1 + \sigma_1}\left[\frac{\sigma_1 \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} + (1 + \sigma_2)(\sigma_1 + \sigma_2)\left(\frac{R_1}{X_\sigma}\right)^2\right]. \tag{78}$$

Таким образом диаметр упрощенной диаграммы несколько больше, чем точной. Например, для $\varkappa = 11$ величина $\sigma = \dfrac{1}{0{,}978\varkappa} = 0{,}0930$ и [см.

ур. (64) тома II] $(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)=\frac{1}{1-\sigma}=1{,}1030$. Полагая $\sigma_1=\sigma_2$, получим $(1+\sigma_1)=(1+\sigma_2)=1{,}0500$. Приняв, далее, как в нашем примере упрощенной диаграммы, $\frac{R_1}{X_\sigma}=0{,}25$, получим $\frac{D}{2R}=1{,}030$. Другими словами, диаметр упрощенной диаграммы на 3% больше, чем точной. Впрочем, для того чтобы судить об отклонениях упрощенной диаграммы от точной, необходимо еще учесть влияние скольжения. Тогда для случая двигательного режима наибольшее отклонение получается при $s=1$ и в нашем примере составляет для тока I_k около 4%.

На фиг. 28 показана окружность для тех же значений $I_\mu=\frac{U_1}{X_1}$, $R_1=0{,}25X_\sigma$ и $\varkappa=11$, которыми мы пользовались при построении упрощенной диаграммы, причем принято, что $X_{1\sigma}=X'_{2\sigma}$. Таким образом $r=0{,}0238$ [ур. (77)], $\sigma=0{,}0930$. Для сравнения на фиг. 28 тонкой линией показана и окружность упрощенной диаграммы при $I_v=0$. Там, где тонкая линия оборвана, обе диаграммы практически совпадают.

Построение окружности точной диаграммы было предложено еще в 1894 г. Гейландом (Heyland) [Л. 8]. Поэтому круговую диаграмму называют также диаграммой Гейланда. В 1900 г. Осанна (Ossanna) [Л. 9] ввел рассматриваемые в ближайшем разделе прямые мощностей [Л. 12].

Можно написать следующие приближенные уравнения:

$$\dot{I}_{O'}\approx\dot{I}_\mu\approx j\frac{\dot{U}_1}{X_1}, \tag{79a}$$

$$I_{O'}\approx I_\mu\approx\frac{U_1}{X_1}, \tag{79b}$$

$$\dot{I}_\infty\approx-\frac{\dot{U}_1}{R_1+jX_\sigma}=-\frac{R_1-jX_\sigma}{R_1^2+X_\sigma^2}\dot{U}_1, \tag{80a}$$

$$I_\infty\approx\frac{U_1}{\sqrt{R_1^2+X_\sigma^2}}. \tag{80b}$$

Ур. (79a и b) соответствуют случаю, когда величиной $r^2=\left(\frac{R_1}{X_1}\right)^2$ в выражении $\sqrt{1+r^2}$ можно пренебречь по сравнению с 1 (как в случае упрощенной диаграммы). Ошибка практически получается всегда меньше 1%. В ур. (80a и b) вместо $X_1-\frac{X_{1h}^2}{X'_2}$ взято X_σ (т. е. $\frac{1}{\sigma}=\varkappa$) [см. ур. (72b и 75b)]. При $X_\sigma=X_{1\sigma}+X'_{2\sigma}$ после простых преобразований получаем

$$X_1-\frac{X_{1h}^2}{X'_2}=\frac{1+\frac{X'_{2\sigma}}{X_{1h}}\cdot\frac{X_{1\sigma}}{X_\sigma}}{1+\frac{X'_{2\sigma}}{X_{1h}}}\cdot X_\sigma. \tag{81a}$$

Множитель перед X_σ правой части уравнения в практических случаях лишь не на много меньше 1, в нашем примере он равен $\frac{1+0{,}05\cdot0{,}5}{1+0{,}05}=$

$=0{,}976$. Таким образом I_∞ по ур. (80b) получается в худшем случае на 3% меньше точного значения.[1] На величины, имеющие место вблизи номинальной нагрузки, это не оказывает заметного влияния.

Из ур. (81a) путем сравнения с ур. (72b) следует

$$\sigma \approx 0{,}976 \frac{X_\sigma}{X_1} = 0{,}976 \frac{X_\sigma I_N}{U_1} \cdot \frac{I_\mu}{I_N}. \tag{81b}$$

Это уравнение устанавливает приближенное соотношение между коэфициентом рассеяния σ и относительным реактивным падением напряжения от рассеяния при номинальном режиме $\frac{X_\sigma I_N}{U_1}$.

c) **Мощность, вращающий момент и скольжение.** Расстояния от оси абсцисс конца вектора тока $\dot{I}_1$, измеренные в масштабе токов, так же как и в разделах 3c и e, определяют первичную мощность. Чтобы получить мощность в ваттах, эти отрезки нужно умножить на $m_1 U_1$, так как $I_1 \cos\varphi_1$ является активным током.

Что касается мощности, передаваемой статором ротору, внутренней мощности N_i, которая согласно ур. (37a и b) пропорциональна вращающему моменту, то в разделе 12f тома II было показано, что она пропорциональна расстоянию q по перпендикуляру от конца $\dot{I}_1$ по прямой $\overline{a_0 a_\infty}$. Согласно ур. (48) тома II эта мощность, если q измерено в масштабе токов, равна

$$N_i = 2m_1 R_1 \sqrt{x_m^2 + \left(-y_m + \frac{U_1}{2R_1}\right)^2} \cdot q, \tag{82a}$$ [2]

где выражение под корнем равно показанному на фиг. 28 пунктиром отрезку $\overline{mC}$. Подставив в это уравнение x_m и y_m из ур. (73a и b), получим

$$N_i = m_1 U_1 \cdot \frac{\sqrt{(\sigma^2 + r^2)(1 + r^2)}}{\sigma + r^2} \cdot q. \tag{82}$$

Как уже было указано в том же разделе 12f тома II, мощность, передаваемая статором ротору, может быть представлена, кроме того, отрезками между концом вектора $\dot{I}_1$ и прямой $\overline{a_0 a_\infty}$, которые пересекают прямую $\overline{a_0 a_\infty}$ под некоторым произвольным углом, причем величина масштаба зависит от угла наклона этих прямых к прямой $\overline{a_0 a_\infty}$. Таким образом мы можем представить мощность N_i и с помощью отрезка q', который равен части перпендикуляра из конца вектора $\dot{I}_1$ на прямую

[1] При этих упрощениях получается практически тот же диаметр окружности что и у упрощенной диаграммы $\left(\frac{D}{2R} = 1 + \varkappa r^2 \approx 1\right)$, но центр окружности для точной диаграммы расположен несколько выше, чем для упрощенной.

[2] Необходимо иметь в виду, что в этом уравнении y_m согласно фиг. 17,a тома II отрицательно, здесь же оно положительно.

$\overline{a_0 m}$ до пересечения с прямой $\overline{a_0 a_\infty}$. При этом получается тот же масштабный коэфициент,[1] как и для первичной мощности, т. е.

$$N_i = m_1 U_1 q'. \tag{83}$$

Для определения джоулевых потерь цепи ротора мы должны найти отрезок, пропорциональный $I_2'^2$. Ур. (26a)

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 - jX_{1h}(\dot{I}_1 + \dot{I}_2') \tag{85a}$$

вместе с уравнением для идеального холостого хода [ур. (84b)]

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_1)\dot{I}_{0'} \tag{85b}$$

определяет ток ротора

$$\dot{I}_2' = -\frac{R_1 + jX_1}{jX_{1h}} \cdot (\dot{I}_1 - \dot{I}_{0'}). \tag{85}$$

Вектор $(\dot{I}_1 - \dot{I}_{0'})$ определяется отрезком $\overline{a_0 a}$ на фиг. 29 и является мерой роторного тока I_2'.

---

[1] Равенство

$$q' = \frac{\sqrt{(\sigma^2 + r^2)(1 + r^2)}}{\sigma + r^2} \cdot q = \frac{q}{\cos\alpha} \tag{83a}$$

получается из фиг. 28, на которой

$$\cos\alpha = \frac{\overline{a_0 a_\infty}}{2\overline{a_0 m}} = \frac{\overline{a_0 a_\infty}}{2R} \tag{80b}$$

и

$$\overline{a_0 a_\infty} = \dot{I}_\infty - \dot{I}_{0'}. \tag{80c}$$

Из ур. (70b) мы получаем при $s = \infty$

$$\dot{I}_\infty = -\frac{X_2'}{X_2'(R_1 + jX_1) - jX_{1h}^2} \cdot \dot{U}_1 = -\frac{r - j\sigma}{\sigma^2 + r^2} \cdot \frac{\dot{U}_1}{X_1}. \tag{84a}$$

а при $s = 0$

$$\dot{I}_{0'} = -\frac{1}{R_1 + jX_1} \cdot \dot{U}_1 = -\frac{r - j}{1 + r^2} \cdot \frac{\dot{U}_1}{X_1}. \tag{84b}$$

Тогда

$$\dot{I}_\infty - \dot{I}_{0'} = -\frac{r[(1 + r^2) - (\sigma^2 + r^2)] + j[(\sigma^2 + r^2) - \sigma(1 + r^2)]}{(\sigma^2 + r^2)(1 + r^2)} \cdot \frac{\dot{U}_1}{X_1}, \tag{84c}$$

$$\overline{a_0 a_\infty} = |\dot{I}_\infty - \dot{I}_{0'}| =$$

$$= \frac{\sqrt{r^2[(1 + r^2) - (\sigma^2 + r^2)]^2 + [(\sigma^2 + r^2) - \sigma(1 + r^2)]^2}}{(\sigma^2 + r^2)(1 + r^2)} \cdot \frac{U_1}{X_1} =$$

$$= \frac{1 - \sigma}{\sqrt{(\sigma^2 + r^2)(1 + r^2)}} \cdot \frac{U_1}{X_1}. \tag{84d}$$

Пользуясь этим уравнением и взяв R по ур. (73c), получим окончательно при помощи ур. (75b)

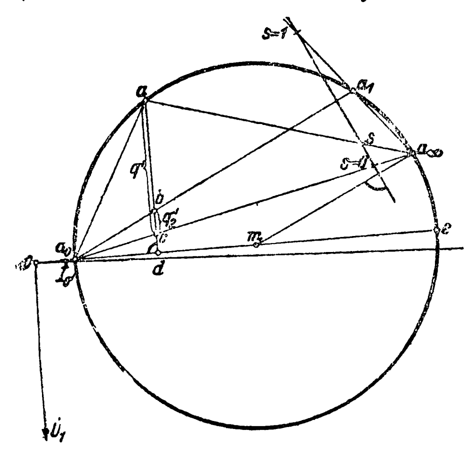
$$\cos\alpha = \frac{\sigma + r^2}{\sqrt{(\sigma^2 + r^2)(1 + r^2)}}, \tag{84}$$

что и требовалось доказать [см. ур. (83a)].

Проведя через a_0 диаметр $\overline{a_0e}$ и опустив на него из a перпендикуляр, пересекающий его в точке d, получим по закону средней пропорциональной

$$\overline{a_0a}^2 = \overline{a_0e} \cdot \overline{a_0d}. \qquad (86a)$$

Таким образом $\overline{a_0d}$ является мерой $I_2'^2$ и, так как отрезок $\overline{bc}$ между лучами $\overline{a_0a_1}$ и $\overline{a_0a_\infty}$ пропорционален отрезку $\overline{a_0d}$, то $q_2' = \overline{bc}$ является мерой джоулевых потерь в цепи ротора. Когда точки a и a_1 совпадают (неподвижное состояние индукционной машины) $q_2' = q'$ и передаваемая статором ротору мощность N_i целиком расходуется на джоулевы потери в цепи ротора.



Фиг. 29. Отсчет мощностей.

Поэтому масштабный коэфициент остается здесь тем же, что для мощности, передаваемой статором ротору [ур. (83)],

$$Q_2 = m_1U_1q_2'. \qquad (86)$$

Тогда для механической мощности получаем

$$N_{мех} = N_i - Q_2 = m_1U_1(q' - q_2'). \qquad (87)$$

Если окружность вектора первичного тока и точки $a_0(s = 0)$, $a_1(s = 1)$ и $a_\infty(s = \infty)$ даны, то скольжение может быть легко найдено по способу, изложенному в разделе 12с тома II (фиг. 29). Значения параметра s равномерно распределены по прямой, перпендикулярной к $\overline{ma_\infty}$ (см. фиг. 15 тома II). Прямая, проходящая через a_∞ и a_1, отсекает на прямой скольжения значение $s = 1$, а прямая, проведенная через a_0 и a_∞, значение $s = 0$. Тем самым определяется масштаб на прямой скольжения. Для произвольной точки a, с которой совпадает конец вектора первичного тока, соответствующее скольжение получается на пересечении прямой $\overline{a_\infty a}$ с прямой скольжения.

d) Построение круговой диаграммы. При заданных сопротивлениях индукционной машины X_{1h}, $X_{1\sigma}$, $X_{2\sigma}'$ и R_1 окружность диаграммы однозначно определяется координатами центра и радиусом, которые мы можем найти по ур. (73а до с). Однако мы можем также определить из уравнений (70b) вектор первичного тока для трех или более точек и начертить окружность по трем точкам. Так как важнейшими точками диаграммы являются $a_0(s = 0)$, $a_1(s = 1)$ и $a_\infty(s = \infty)$ и для них получаются также наиболее простые выражения, то для построения окружности удобнее всего пользоваться именно этими точками.

Из ур. (70b) получаются следующие значения составляющих токов $\dot{I}_0$, и $\dot{I}_\infty$ по оси ординат и абсцисс

$$I_{0'y} = \frac{r}{1 + r^2} \cdot \frac{U_1}{X_1}, \qquad (88a)$$

$$I_{O'x} = \frac{1}{1+r^2} \cdot \frac{U_1}{X_1}, \tag{88b}$$

$$I_{\infty y} = \frac{r}{\sigma^2 + r^2} \cdot \frac{U_1}{X_1}, \tag{88c}$$

$$I_{\infty x} = \frac{\sigma}{\sigma^2 + r^2} \cdot \frac{U_1}{X_1}, \tag{88d}$$

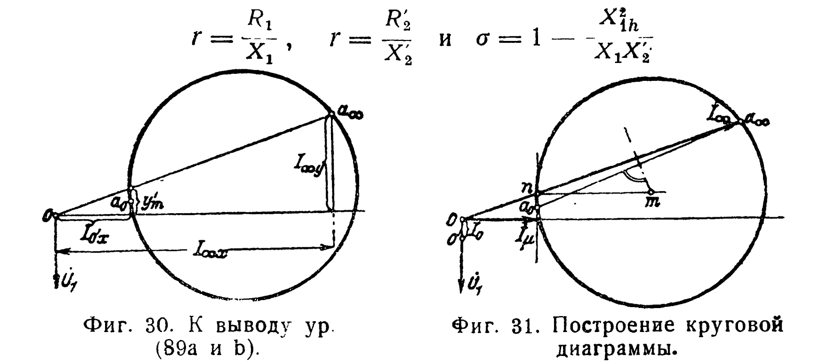
и для тока короткого замыкания $\dot{I}_k$

$$I_{ky} = \frac{rr_2^2 + r + r_2 - r_2\sigma}{(r + r_2)^2 + (\sigma - rr_2)^2} \cdot \frac{U_1}{X_1}, \tag{88e}$$

$$I_{kx} = \frac{r_2^2 + \sigma}{(r + r_2)^2 + (\sigma - rr_2)^2} \cdot \frac{U_1}{X_1}, \tag{88f}$$

где

$$r = \frac{R_1}{X_1}, \quad r = \frac{R'_2}{X'_2} \quad \text{и} \quad \sigma = 1 - \frac{X_{1h}^2}{X_1 X'_2}$$



Фиг. 30. К выводу ур. (89a и b).

Фиг. 31. Построение круговой диаграммы.

[расчет реактивных сопротивлений — по ур. (69a и b), (244a) и разделу G5]. Так как при генераторном режиме точки a_1 и a_∞ лежат близко друг к другу, то в этом случае рекомендуется определить еще одну точку.

Ниже мы приводим еще один метод, позволяющий и без четвертой точки построить окружность с большой точностью.

Согласно фиг. 30 ордината точки пересечения первичного тока $\dot{I}_\infty = \overline{Oa_\infty}$ с параллелью к оси ординат, проходящей через a_0, равна

$$y'_m = \frac{I_{O'x}}{I_{\infty x}} \cdot I_{\infty y} = \frac{r}{\sigma(1 + r^2)} \cdot \frac{U_1}{X_1}. \tag{89a}$$

Сравнивая это выражение с ординатой y_m центра окружности [ур. (73b)] и замечая, что r^2 в практических случаях мало по сравнению с σ, можно положить $y'_m \approx y_m$. Чтобы оценить получающуюся при этом ошибку, рассмотрим отношение

$$\frac{y'_m}{y_m} = \frac{\sigma + r^2}{\sigma + \sigma r^2}. \tag{89b}$$

Во всех практических случаях r значительно меньше 0,1, а σ является величиной порядка 0,1. При $\sigma = 0{,}1$ и $r = 0{,}04$ величина $y'_m = 1{,}04\, y_m$. Так как y_m само по себе практически является весьма малой величиной,

то при построении круговой диаграммы можно брать $y'_m = y_m$. Тогда получается следующее приближенное построение окружности токов.

Откладываем вектор тока $\dot{I}_\infty$ [ур. (88c и d)] и проводим ординату через a_0. Через точку пересечения n проводим линию, параллельную оси абсцисс. Тогда пересечение этой параллели с перпендикуляром, восстановленным из середины отрезка $\overline{a_0 a_\infty}$, определит центр m окружности. Эта окружность проходит через точки a_0 (конец вектора тока при идеальном холостом ходе) и a_∞ (конец вектора тока при $s = \infty$). Потери в железе статора могут быть учтены путем смещения начала координат в направлении напряжения на зажимах $\dot{U}_1$ на отрезок I_v, который приблизительно соответствует активному току, идущему на покрытие потерь в железе (точка O_1 на фиг. 31).

е) Вращающий момент и скольжение. Вращающий момент получается путем деления передаваемой статором ротору мощности N_i на пространственную угловую скорость Ω_1 [ур. (20b)] вращающегося поля или на 2π-кратную величину синхронного числа оборотов n_1 [ур. (37 a и b)]. Мы можем поэтому ограничиться лишь определением соотношения между внутренней мощностью N_i и скольжением s. Согласно ур. (30b) внутренняя мощность

$$N_i = \frac{m_1 R'_2 I'^2_2}{s}. \tag{90}$$

Найдем сначала ток I'_2. Из ур. (20b) первичный ток при $\dot{U}'_2 = 0$ равен

$$\dot{I}_1 = -\frac{R'_2 + jsX'_2}{jsX_{1h}} \cdot \dot{I}'_2. \tag{91}$$

Вводя это значение в уравнение (26a) и решая его относительно $\dot{I}'_2$, получаем

$$\dot{I}'_2 = \frac{jsX_{1h}\dot{U}_1}{(R_1 + jX_1)(R'_2 + jsX'_2) + sX^2_{1h}}, \tag{91a}$$

$$I'^2_2 = \frac{s^2 X^2_{1h} U^2_1}{(R_1 \cdot R^2_1 + sX^2_{1h} - sX_1 X'_2)^2 + (R'_2 X_1 + sR_1 X'_2)^2}. \tag{91b}$$

Тогда после простых преобразований из ур. (90) получаем

$$N_i = \frac{m_1 U^2_1}{2R_1 + \frac{R'_2}{s} \cdot \frac{R^2_1 + X^2_1}{X^2_{1h}} + \frac{s}{R'_2} \cdot X'^2_2 \cdot \frac{R^2_1 + \sigma^2 X^2_1}{X^2_{1h}}}. \tag{92}$$

Скольжение s_K, соответствующее опрокидывающему моменту или внутренней опрокидывающей мощности, получается из уравнения $\frac{dN_i}{ds} = 0$ равным

$$s_K = \frac{R'_2}{X'_2} \cdot \sqrt{\frac{R^2_1 + X^2_1}{R^2_1 + \sigma^2 X^2_1}}. \tag{93a}$$

Подставляя в ур. (92) $s = s_K$, получим внутреннюю опрокидывающую мощность

$$N_K = \frac{m_1 U_1^2}{2\left[R_1 + \frac{X_2'}{X_{1h}^2} \cdot \sqrt{(R_1^2 + X_1^2)(X_1^2\sigma^2 + R_1^2)}\right]}. \tag{93}$$

Отношение внутренней мощности к внутренней опрокидывающей мощности равно отношению вращающего момента к опрокидывающему моменту. Для этого отношения мы после простых преобразований получаем выражение:

$$\frac{M}{M_K} = \frac{N_i}{N_K} = \frac{2\,(1 + \sin\alpha)}{\frac{s_K}{s} + \frac{s}{s_K} + 2\sin\alpha}, \tag{94}$$

где

$$\sin\alpha = \frac{r\,(1-\sigma)}{\sqrt{(1+r^2)\,(\sigma^2 + r^2)}} \approx \frac{r\,(1-\sigma)}{\sigma} \tag{94a}$$

и

$$r = \frac{R_1}{X_1}. \tag{94b}$$

Здесь α — тот же угол, который мы ввели в сноске в разделе с [ур. (83а) и фиг. 28]. Из сравнения этого уравнения с ур. (62а), которое было выведено из упрощенной диаграммы, мы видим, что они отличаются друг от друга лишь тем, что в ур. (94) стоит $\sin\alpha$ вместо ε, входящего в ур. (62а). Из ур. (81b) следует, что для практически встречающихся значений r ($r < 0{,}1$) величина $\varepsilon \approx \sin\alpha$, т. е. что относительные вращающие моменты, найденные из обоих уравнений, практически совпадают.

6. Отклонения от действительности

а) Более точный учет потерь в железе на круговой диаграмме. При учете потерь в железе на круговой диаграмме следует различать потери в железе, покрываемые непосредственно сетью, и потери, покрываемые за счет механической мощности. Последние потери возникают вследствие колебаний индукции, частота которых отличается от частоты сети и которые не могут быть поэтому покрыты электромагнитным путем за счет сети. Это не что иное, как пульсационные и поверхностные потери (см. раздел М1с до f), которые мы объединяем под общим названием „добавочные" потери в железе Q_{Ez}. Так как результат действия этих потерь такой же, как механических (потери на трение Q_R и вентиляционные Q_L), то в разделе 3с, ур. (43b) мы их объединили. Таким образом

$$Q_{мех} = Q_R + Q_L + Q_{Ez}. \tag{95}$$

Для учета *потерь в железе, вызванных главным потоком*, нужно рассмотреть еще поведение машины при разомкнутой цепи ротора. Потери в железе складываются из потерь на гистерезис и на вихревые токи (раздел IIF2 тома I), которые мы при *неподвижном роторе* и *разомкнутой* роторной обмотке обозначим для ротора

через Q_{H_2} и Q_{W_2}. Если вращать ротор посторонним двигателем со скоростью $n = (1 - s)\, n_1 < n_1$, т. е. со скоростью ниже синхронной, то скольжение s положительно. При постоянстве главного потока потери в железе ротора

$$Q_{E_2} = sQ_{H_2} + s^2 Q_{W_2}, \tag{96a}$$

а передаваемая статором ротору мощность, которую мы для отличия от внутренней мощности N_i, не учитывающей потерь в железе, обозначим через N_i', равна

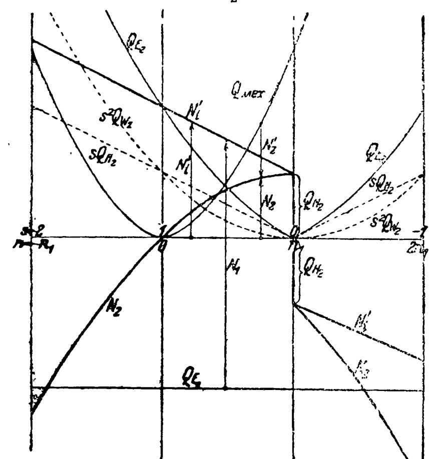
$$N_i' = \frac{Q_2 + Q_{E_2}}{s}. \tag{96}$$

При разомкнутой цепи ротора джоулевы потери в роторной обмотке $Q_2 = 0$, т. е.

$$N_i' = \frac{Q_{E_2}}{s} = Q_H + sQ_{W_2} \tag{96b}$$

и механическая мощность

$$N_2 = (1 - s)\, N_i' = (1 - s)\, (Q_{H_2} + sQ_{W_2}) \tag{96c}$$



Фиг. 32. Мощности и потери при разомкнутой цепи ротора.

(фиг. 32). Мы видим, что при разомкнутой цепи ротора в области $0 < s < 1$ ротор развивает механическую мощность, которая в непосредственной близости к синхронному числу оборотов ($s \to 0$) численно равна потерям на гистерезис при неподвижном роторе, так как член sQ_{W_2} при синхронизме равен нулю. Для облегчения дальнейших выводов мы воспользуемся упрощенной диаграммой и положим $R_1 = 0$. Результаты могут быть соответственно перенесены и на точную диаграмму. Таким образом если у вращающегося на холостом ходу двигателя разомкнуть цепь ротора и непосредственно за этим, пока скорость ротора не претерпела еще существенного изменения, измерить подводимую к статору мощность, то в результате мы найдем не только полные потери в железе статора Q_{E_1}, но еще и механическую мощность, численно равную потерям на гистерезис в железе ротора при неподвижном двигателе.

Если вращать ротор с сверхсинхронной скоростью ($s < 0$), то для потерь в железе, которые всегда являются положительными, можно написать

$$Q_{E_2} = -sQ_{H_2} + s^2 Q_{W_2}. \tag{97a}$$

Тогда мощность, передаваемая при разомкнутой цепи ротора, со статора на ротор

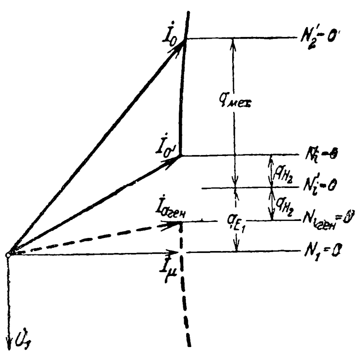
$$N_i' = \frac{Q_{E_2}}{s} = -Q_{H_2} + sQ_{W_2}, \qquad (97b)$$

а механическая мощность

$$N_2 = (1 - s)\,(-Q_{H_2} + sQ_{W_2}). \qquad (97c)$$

В этом случае, когда s стремится к нулю, $N_2 = -Q_{H_2}$, т. е. в непосредственной близости от синхронизма к ротору должна подводиться механическая мощность, численно равная потерям на гистерезис в роторе, при его неподвижном состоянии.

Таким образом при переходе через синхронизм передаваемая статором ротору мощность изменяется скачком от Q_{H_2} до $-Q_{H_2}$, т. е. на двойную величину потерь на гистерезис для покоящегося ротора. Этот скачок происходит также и у мощности, получаемой из сети первичной обмоткой, но по сравнению с мощностью приводного двигателя — в противоположном направлении. На фиг. 32 показаны при разомкнутой обмотке ротора потери в роторе, передаваемая статором ротору мощность N_i' и механическая мощность N_2 — в зависимости от скольжения или соответственно числа оборотов. При этом принято, что при неподвижном роторе потери на гистерезис равны потерям на вихревые токи. Прибавляя к N_i' потери в железе статора Q_{E_1}, получим полную, подводимую с первичной стороны мощность за вычетом джоулевых потерь Q_1 первичной обмотки. Вычитая из механической мощности N_2 механические потери $Q_{мех}$, получим полезную механическую мощность N_2' на валу машины. Если $Q_{мех} < N_2$, машина может при разомкнутой цепи ротора вращаться двигателем вхолостую (см. также раздел N, фиг. 253, a и b).



Фиг. 33. Более точный учет потерь в железе на упрощенной диаграмме.

Более точный учет потерь в железе при скоростях, близких к синхронной, может быть произведен способом, показанным на фиг. 33. При двигательном режиме активная составляющая тока идеального холостого хода $\dot I_{0'}$, при котором ток в роторе равен нулю, будет

$$q_{E_1} + q_{H_2} = \frac{Q_{E_1} + Q_{H_2}}{m_1 U_1}. \qquad (98a)$$

Активная составляющая тока действительного холостого хода I_0 равна

$$q_{E_1} + q_{мех} = \frac{Q_{E_1} + Q_{мех}}{m_1 U_1}. \qquad (98b)$$

При переходе к генераторному режиму активная составляющая тока идеального холостого хода $I_{0'}$ совершает скачок от $q_{E_1} + q_{H_2}$ к q_{E_1} —

$-q_{H_2}$. Таким образом обе полуокружности (для генераторного и двигательного режима) при переходе через синхронизм смещаются друг относительно друга на активный ток $2q_{H_2}$. Линии мощностей $N_1 = 0$, $N_i' = 0$, $N_2' = 0$, от которых измеряются первичная подводимая мощность N_1, передаваемая статором ротору мощность $N_i' \approx N_i \pm Q_{H_2}$ и полезная механическая мощность N_2', остаются для генераторного и двигательного режима одними и теми же. Практически для простоты считают обычно $Q_{H_2} = 0$, как мы и поступали в предыдущих разделах.

Среди потерь в железе мы должны еще различать потери, зависящие от напряжения и при постоянной частоте сети пропорциональные приблизительно квадрату напряжения на зажимах, и потери, зависящие от тока и пропорциональные квадрату тока. К первой категории относятся потери в железе, вызванные главным потоком. Для статора мы будем обозначать их через Q_{E_1} и для ротора через Q_{E_2}. Сюда же мы отнесем и ту часть Q_{Ez}' добавочных потерь в железе Q_{Ez}, которые возникают даже при отсутствии тока в машине вследствие колебаний индукции, вызванных изменением взаимного расположения зубцов статора и ротора (см. раздел M1c и d). Остальная часть добавочных потерь в железе $Q_{Ez}'' = Q_{Ez} - Q_{Ez}'$ (раздел M1e и f) вызывается полными токами пазов и пропорциональна квадрату тока. И та и другая часть добавочных потерь в железе покрываются в основном механически. Так как, однако, вторая часть Q_{Ez}'' быстро растет с увеличением тока, а первая Q_{Ez}' при скоростях, близких к синхронизму, изменяется лишь незначительно, то на круговой диаграмме к потерям $Q_{мех}$ прибавляется лишь Q_{Ez}' (раздел M1c и d), часть же Q_{Ez}'', которая, как и джоулевы потери в обмотках, пропорциональна квадрату тока, учитывается путем соответственного увеличения активного сопротивления R_1. Для этого к активному сопротивлению каждой фазы статорной обмотки прибавляется фиктивное сопротивление

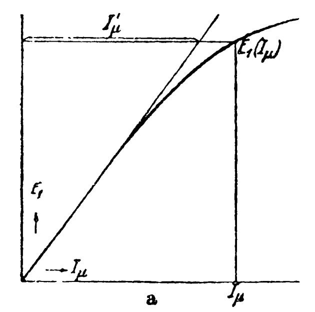
$$R_z \approx \frac{Q_{Ez}''}{m_1 I_2'^2}. \quad (99)$$

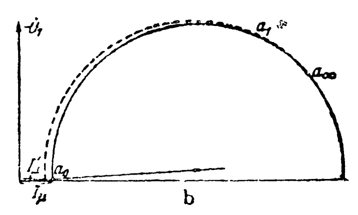
b) Влияние насыщения железа. В разделах, посвященных круговой диаграмме, мы предполагали, что не только активные сопротивления обмотки, но и отнесенные к частоте сети реактивные сопротивления не зависят от напряжения и тока. Это предположение, однако, в действительности не выполняется, так как магнитное напряжение вдоль путей в железе не пропорционально току. При исследовании этого влияния необходимо рассмотреть отдельно главное реактивное сопротивление X_{1h}, соответствующее потоку воздушного зазора, и реактивные сопротивления рассеяния $X_{1\sigma}$ и $X_{2\sigma}'$.

Главное реактивное сопротивление X_{1h} определяется в основном напряжением, индуктированным в первичной обмотке. Оно оставалось бы неизменным, если бы характеристика намагничивания $E_1 = f(I_\mu)$ была прямой линией. В действительности она, однако, в верхней части загибается (фиг. 34, a), благодаря чему реактивное сопроти-

вление $X_{1h} = \frac{E_1}{I_\mu}$ с увеличением индуктированного напряжения E_1 несколько уменьшается. Вследствие этого намагничивающий ток уменьшается скорее, чем напряжение, индуктированное в обмотке ротора.

Пусть на фиг. 34, *b* окружность, начерченная сплошной линией, является действительной для намагничивающего тока I_μ, соответствующего холостому ходу ($E_1 \approx U_1 - X_{1\sigma} I_\mu$). Если обозначить через I'_μ (см. фиг. 34, *a*) отнесенный к индуктированному напряжению при холостом ходе намагничивающий ток, при





Фиг. 34. Влияние изменения X_{1h} вследствие насыщения железа на вид круговой диаграммы.

неподвижном состоянии двигателя ($s = 1$), когда $E_1 \approx \frac{U_1}{2}$, то, предполагая, что активные и реактивные сопротивления обмотки остались неизменными, получим диаграмму, показанную на фиг. 34,*b* пунктиром. Ток $\dot{I}_\infty$ практически не изменяется, так как согласно ур. (84а)

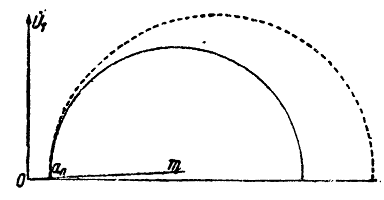
$$\dot{I}_\infty = -\frac{\dot{U}_1}{R_1 + j\left(X_{1\sigma} + \frac{X'_{2\sigma}}{1 + \frac{X'_{2\sigma}}{X_{1h}}}\right)} \tag{100}$$

и отношение $\frac{X'_{2\sigma}}{X_{1h}}$ всегда невелико по сравнению с 1. Точка a_∞ остается поэтому на прежнем месте. То же приблизительно относится и к точке a_1, тогда как точка a_0 смещается влево. Для нагрузок между холостым ходом (точка a_0, на сплошной окружности) и неподвижным состоянием точное геометрическое место первичного тока представляет собой кривую, постепенно переходящую от сплошной окружности к пунктирной. Влияние изменения X_{1h} от нагрузки во всех практических случаях ничтожно, и им можно пренебрегать.

Гораздо большее значение имеет зависимость от тока реактивных сопротивлений рассеяния $X_{1\sigma}$ и $X'_{2\sigma}$. При открытых пазах [1] $X_{1\sigma}$ и $X'_{2\sigma}$ можно считать не зависящими от тока вплоть до номинального тока и большей частью даже несколько выше. При значительно больших токах, соответствующих примерно опрокидывающему моменту или даже

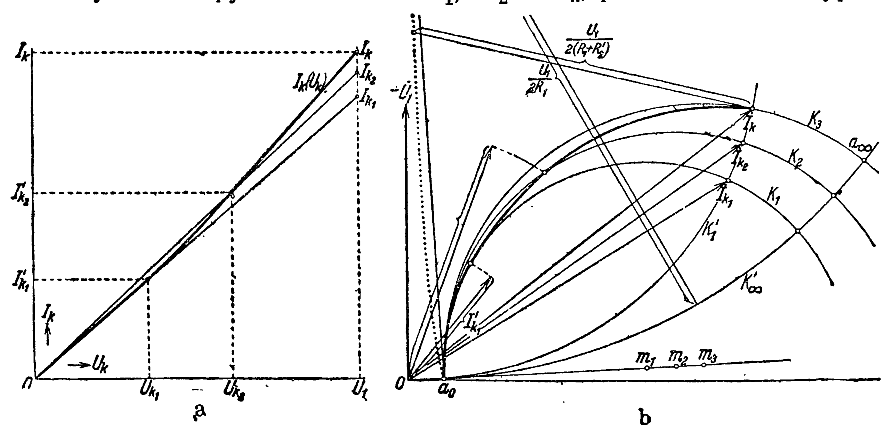
[1] При закрытых пазах изменение реактивных сопротивлений рассеяния от тока становится заметным уже при токах, значительно меньших номинального [Л. 27].

неподвижному состоянию двигателя, даже при открытых пазах, отнесенные к первичной частоте реактивные сопротивления рассеяния уменьшаются, так как магнитным напряжением, которое создается вдоль путей в железе потоком рассеяния, при сильно насыщенных машинах, пренебрегать уже нельзя. Вследствие этого конец вектора первичного тока перемещается не по окружности, а по кривой, похожей на эллипс (пунктирная кривая на фиг. 35). При токах, больших номинального, реактивные сопротивления уменьшаются и ток увеличивается по сравнению с током, соответствующим реактивным сопротивлениям рассеяния при номинальном токе (сплошная окружность на фиг. 35). Для более точного исследования явления будем предполагать, что главное реактивное сопротивление X_{1h} остается неизменным.



Фиг. 35. Влияние изменения X_σ от тока на вид круговой диаграммы.

Для каждого значения реактивных сопротивлений рассеяния $X_{1\sigma}$ и $X'_{2\sigma}$ можно начертить отдельную окружность токов, на которой, однако, в области двигательного режима будет верна лишь одна точка, — та, которой соответствуют принятые значения $X_{1\sigma}$ и $X'_{2\sigma}$. На фиг. 36, *b* в виде примера представлены для трех различных значений $X_{1\sigma}$ и $X'_{2\sigma}$, но для одинаковых значений активных сопротивлений R_1 и R'_2 соответствующие окружности токов K_1, K_2 и K_3, рассчитанные по урав-



Фиг. 36. Определение геометрического места тока (*b*) по характеристике короткого замыкания (*a*).

нениям для точной диаграммы. Точки холостого хода a_0 трех окружностей совпадают не совсем точно, так как их положение определяется $X_{1\sigma}$. Однако отклонениями во всех практических случаях можно пренебречь.

Согласно ур. (73a и b) отношение

$$\frac{y_m}{x_m} = \frac{2r}{1+\sigma} \tag{101}$$

мало зависит от реактивных сопротивлений. Поэтому центры всех окружностей можно приближенно считать лежащими на одной прямой, проходящей через начало координат. Точки a_∞ согласно сказанному в разделе 5а лежат на вспомогательной окружности K'_∞, проходящей через a_0. Радиус этой окружности равен $\frac{U_1}{2R_1}$ и центр ее расположен на оси ординат (в упрощенной диаграмме — на ординате, проходящей через точку a_0) на расстоянии $\frac{U_1}{2R_1}$ от начала координат (в упрощенной диаграмме — от точки a_0).

Точки, соответствующие любому другому скольжению s, определяются на диаграммных окружностях K_1, K_2, K_3 как пересечения их с вспомогательной окружностью, проходящей через a_0, имеющей радиус $\frac{U_1}{2\left(R_1 + \frac{R'_2}{s}\right)}$, центр которой на упрощенной диаграмме расположен на ординате, проходящей через a_0; это остается справедливым для любых реактивных сопротивлений рассеяния. В случае точной диаграммы центр вспомогательной окружности лежит на кривой (на фиг. 36, *b* кривая, соответствующая окружности K_2, показана пунктиром), которая расположена между осью ординат и прямой, проходящей через точки a_0 и $\left(0, \frac{U_1}{2R_1}\right)$, причем ее положение для каждого значения реактивных сопротивлений $X_{1\sigma}$ и $X'_{2\sigma}$ будет иным. При неподвижном состоянии двигателя ($s = 1$) можно без большой ошибки взять одну и ту же вспомогательную окружность для различных диаграммных окружностей при постоянных значениях R_1 и R'_2. Центр этой вспомогательной окружности лежит приблизительно на прямой, делящей пополам угол между осью ординат и прямой, проходящей через точки a_0 и $\left(0, \frac{U_1}{2R_1}\right)$.

На фиг. 36, *b* эта окружность обозначена через K'_1.

Предположим, что нам дана характеристика короткого замыкания $I_k = f(U_k)$, т. е. зависимость между током и напряжением на зажимах при неподвижном двигателе ($s = 1$) (фиг. 36, *a*). Вплоть до значений токов, лежащих несколько выше номинального, эта кривая обычно представляет собой прямую, проходящую через начало координат, а при более высоких значениях токов она с увеличением тока загибается несколько вверх соответственно уменьшению реактивных сопротивлений рассеяния. Опытное получение характеристики короткого замыкания до столь больших токов, как токи, соответствующие неподвижному двигателю, включенному на номинальное напряжение вследствие опасности перегрева обмоток, возможно лишь при условии принятия особых мер предосторожности. Поэтому чаще всего характеристику короткого замыкания строят путем продолжения нижней прямолинейной части. Вследствие этого величины пусковых токов начального момента и опрокидывающего момента получаются преуменьшенными по сравнению с действительностью.

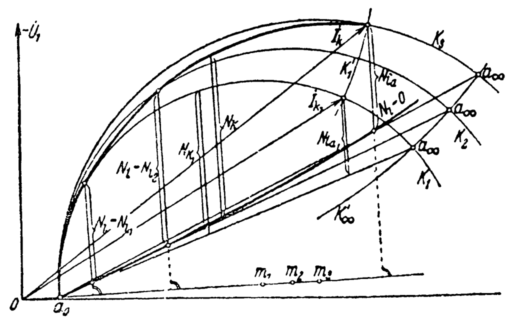
Снятая для одного случая опытным путем характеристика короткого замыкания показана на фиг. 36, *a*. Здесь I_k представляет собой ток короткого замыкания при номинальном напряжении U_1. Токи I_{k_1} и I_{k_2}

получились путем пересчета токов короткого замыкания I'_{k_1} и I'_{k_2}, имевших место при напряжениях U_{k_1} и U_{k_2}, т. е.

$$I_k = I'_k \cdot \frac{U_1}{U_k}. \qquad (102)$$

Концы векторов токов I_k расположены приблизительно на вспомогательной окружности K'_1 (фиг. 36, *b*). Окружность K_1 пригодна согласно фиг. 36, *a* для токов до $I_1 = I'_{k_1}$, окружность K_2 — для тока $I_1 = I'_{k_2}$ и окружность K_3 — для тока $I_1 = I_k$. Пользуясь этими данными, можно теперь приближенно нанести кривую конца вектора тока $\dot{I}_1$. На фиг. 36, *b* эта кривая показана жирной линией. Для токов до $I_1 = I'_{k_1}$ она совпадает с окружностью K_1, для тока $I_1 = I'_{k_2}$ она переходит на окружность K_2 и для тока $I_1 = I_k$ — на окружность K_3. Ток $I_1 = I_k$ представляет собой ток короткого замыкания при номинальном напряжении.

В разделе 5с было показано, что внутренняя мощность N_i, пропорциональная вращающему моменту, определяется (в ваттах, если масштаб токов умножить на m_1U_1) отрезком q' (фиг. 28 и 29) перпендикуляра из конца вектора тока I_1 на прямую $\overline{a_0m}$, взятым от конца вектора тока до прямой $\overline{a_0a_\infty}$. Для каждой из окружностей тока на фиг. 36, *b* имеется своя прямая $\overline{a_0a_\infty}$, и поэтому линия $N_i = 0$, от которой измеряется внутренняя мощность N_i, для $I_1 > I'_{k_1}$, представляет собой уже не прямую, а кривую, нахождение которой показано на фиг. 37.



Фиг. 37. Мощности при действительном геометрическом месте тока.

Диаграмма фиг. 37 дает возможность определить токи и вращающие моменты с учетом изменяемости реактивных сопротивлений рассеяния. Сравним эти величины с теми, которые получаются, если пользоваться не истинной характеристикой короткого замыкания, а прямолинейным продолжением ее нижней части. Отношение пусковых токов в нашем примере равно $\frac{I_k}{I_{k_1}} = 1{,}17$, отношение начальных моментов $\frac{N_{ia}}{N_{ia_1}} = 1{,}36$, отношение опрокидывающих моментов $\frac{N_K}{N_{K_1}} = 1{,}1$. Мы видим, что пусковой ток, и в особенности начальный момент, который согласно ур. (59) приблизительно пропорционален квадрату тока, благодаря уменьшению реактивных сопротивлений рассеяния возрастают особенно сильно, тогда как увеличение опрокидывающего момента не столь значительно. Значения скольжения, соответствующие отдельным точкам диаграммы токов, могут быть определены тем же способом, что и в разделе 5с.

В действительности с увеличением нагрузки проявляется еще и влияние изменения X_{1h}, которое, однако, по сравнению с только что

рассмотренным влиянием изменения X_{1s} и X'_{2s} оказывается незначительным.

Рассмотренные здесь изменения в точной диаграмме, учитывающие влияние насыщения железа, могут быть соответственным путем перенесены и на упрощенную диаграмму. В этом разделе мы взяли за основу точную диаграмму, так как в качестве примера был взят двигатель очень небольшой мощности, для которого активное сопротивление R_1 относительно велико (номинальная мощность 1,1 kW при 1 420 об/мин, 36 пазах в статоре и роторе в виде беличьей клетки с 24 пазами [Л. 83]).

с) Другие отклонения от действительности. До сих пор мы предполагали, что активные сопротивления R_1 и R_2 первичной и вторичной обмотки постоянны. В действительности на них оказывает влияние нагрев обмоток. Однако это обстоятельство не может быть полностью учтено на круговой диаграмме. Иначе обстоит дело с изменением активного сопротивления вторичной обмотки под влиянием изменения частоты роторных токов вместе с скольжением. У двигателей с короткозамкнутыми роторами степень этого изменения часто увеличивается искусственно. В разделе J мы займемся этим более подробно.

Наконец, возникают еще отклонения от действительности под влиянием высших гармонических кривой поля, которыми мы здесь пока пренебрегаем и к которым вернемся в разделе Н.

7. Самовозбуждение индукционной машины

а) Холостой ход. Необходимую для намагничивания реактивную мощность индукционная машина при всех режимах работы должна получать из сети. Поэтому в качестве генератора она, вообще говоря, может работать лишь параллельно с синхронными машинами, питающими ее намагничивающим реактивным током. Потребление намагничивающего теактивного тока соответствует, однако, отдаче емкостного реактивного dока (см. раздел IIF2a тома II). Поэтому становится возможной устойчивая работа индукционной машины, самостоятельно питающей сеть с емкостной нагрузкой. При некоторых условиях машина может даже самовозбудиться без помощи параллельно присоединенных синхронных генераторов.

Рассмотрим случай, когда машина с короткозамкнутым ротором приводится во вращение с постоянным числом оборотов посторонним двигателем. Пусть при этом трехфазная обмотка статора присоединена к трехфазной емкости и пусть активное сопротивление обмотки статора равно нулю. Если в роторе имеется остаточное магнитное поле с числом пар полюсов статорной обмотки, то машина возбудится самостоятельно таким же точно образом, как и синхронная машина с цилиндрическим ротором, самовозбуждение которой было подробно рассмотрено нами в разделе IIС6 тома II. Если обозначить через C емкость сети, отнесенную к одной фазе статорной обмотки, и через f_1 — частоту тока в статоре, то реактивное сопротивление сети

$$X_C = \frac{1}{2\pi f_1 C} \tag{103}$$

и напряжение на зажимах

$$U_1 = X_C I_C, \tag{103a}$$

где при холостом ходе

$$I_C = I_\mu. \tag{103b}$$

С другой стороны, напряжение на зажимах определяется характеристикой холостого хода

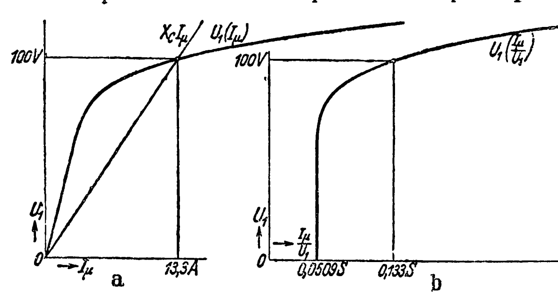
$$U_1 = f(I_\mu) = I_\mu (X_{1h} + X_{1\sigma}) = E_1 + X_{1\sigma} I_\mu. \tag{103c}$$

Напряжение, до которого возбудится машина, определяется поэтому из уравнения

$$X_C I_C = X_C I_\mu = f(I_\mu) \tag{104}$$

как пересечение прямой емкости $X_C I_\mu$ с характеристикой холостого хода $U_1 = f(I_\mu)$ фиг. 38,*a*.

Отсюда ясно, что для возможности устойчивой работы необходимо, чтобы прямая емкости пересекала характеристику холостого хода. Если она совпадает с нижней прямолинейной частью характеристики холостого хода, т. е.



Фиг. 38. Самовозбуждение индукционного генератора при емкостной нагрузке.

$$X_C = X_{1h_0} + X_{1\sigma}, \tag{105a}$$

где X_{1h_0} — главное реактивное сопротивление ненасыщенной машины, соответствующее прямолинейной части характеристики холостого хода, то положение точки пересечения является неопределенным. Таким образом условием устойчивости является:

$$X_C = \frac{1}{\omega_1 C} < X_{1h_0} + X_{1\sigma}, \tag{105b}$$

где ω_1 — круговая частота токов в статоре, для которой

$$X_{1h_0} = \omega_1 L_{1h_0} \tag{105c}$$

и

$$X_{1\sigma} = \omega_1 L_{1\sigma}. \tag{105d}$$

Если нанести напряжение на зажимах в функции отношения $\frac{I_\mu}{U_1}$, найденного из характеристики холостого хода, то получится кривая $U_1 = f\left(\frac{I_\mu}{U_1}\right)$, показанная на фиг. 38, *b*, с помощью которой можно непосредственно определить напряжение на зажимах U_1, до которого возбудится машина при емкостной реактивной проводимости:

$$\frac{1}{X_C} = \frac{I_\mu}{U_1}. \tag{106}$$

Машина работает на холостом ходу, так как мы предположили, что активное сопротивление как внешней нагрузочной цепи, так и статорной обмотки отсутствует. При этом скольжение равно нулю и частота сети равна частоте вращения f, определяемой числом оборотов n ротора и числом пар полюсов p статорной обмотки, согласно уравнению $f = np$. Таким образом при холостом ходе машина работает как синхронная [Р3].

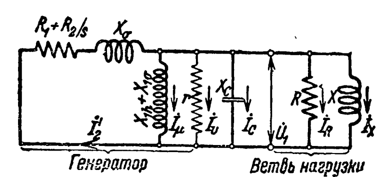
Самовозбуждение машины происходит не всегда, даже если выполнено условие устойчивости, согласно ур. (105b). Для того чтобы самовозбуждение имело место, необходимо наличие либо достаточно сильного остаточного магнетизма в роторе, создающего поле с числом пар полюсов статорной обмотки, либо достаточно большого остаточного заряда в присоединенной емкости. Самовозбуждение можно также вызвать, если предварительно включить статорную обмотку на сеть, находящуюся под напряжением, или если пропустить предварительно через роторную обмотку (конечно, только в случае, когда она имеет кольца) постоянный ток.

Если при отключенной синхронной машине статорная обмотка индукционной машины остается присоединенной к сети, обладающей большой емкостью, то самовозбуждение индукционной машины (работающей генератором) может повести к значительному повышению напряжения в сети. В таких случаях индукционные генераторы должны отключаться одновременно с синхронными или их отключение должно производиться с помощью реле напряжения, управляемого напряжением сети [Л. 34 и 35].

b) Нагрузка. Если статорная обмотка отдает активную мощность, то и по роторной обмотке должен проходить ток. Согласно сказанному в разделе B3d создаваемое при этом роторными токами вращающееся поле должно вращаться быстрее поля статора. Другими словами, скольжение $s = \frac{n_1 - n}{n_1}$ должно быть отрицательным, т. е. $n_1 < n$ и $f_1 < f$. При постоянном числе оборотов приводного двигателя частота токов в статоре при увеличении отдаваемой активной мощности должна уменьшаться в отношении $\frac{1}{1-s}$. При этом согласно ур. (103) емкостное реактивное сопротивление X_C будет возрастать в отношении $\frac{1-s}{s}$, а реактивные сопротивления $X_{1\sigma}$ и X_{1h} уменьшаться в отношении $\frac{1}{1-s}$. Таким образом при увеличении $|s|$ индуктированное напряжение E_1, до которого возбуждается машина, будет уменьшаться и при достаточно большом $|s|$ резко упадет до нуля.

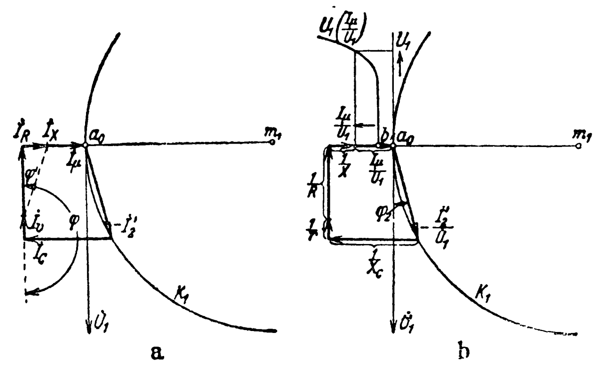
Для более точного исследования индукционного генератора при нагрузке и для определения напряжения на зажимах U_1 в функции нагрузки воспользуемся упрощенной схемой замещения, представленной на фиг. 17,*b*. Намагничивающий ток мы будем учитывать, таким образом, при помощи реактивного сопротивления $X_{1h} + X_{1\sigma}$, включенного на зажимы машины, а ток I_v, соответствующий потерям в железе, с помощью активного сопротивления r (фиг. 39), присоединенного к тем же зажимам. Нагрузку сети мы заменяем сопротивлением R, по которому протекает активный ток I_R, и реактивным сопротивлением X, по которому протекает реактивный ток I_X. Далее, мы предполагаем, что число оборотов

генератора регулируется так, что частота тока в статоре остается неизменной. Для этой частоты и вычислены реактивные сопротивления X_{1h}, $X_{1\sigma}$ и $X'_{2\sigma}$. При этих обозначениях и направлениях протекания токов, показанных стрелками на фиг. 39, рассматриваемой схеме замещения соответствует круговая диаграмма, показанная на фиг. 40,*a*. Конец вектора тока $-\dot{I}'_2$ расположен на окружности K_1 (построенной согласно изложенному в разделе В 3) и опеределяется активным сопротивлением $R_1 + \frac{R'_2}{s}$ и общим реактивным сопротивлением рассеяния $X_\sigma = X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}$. По отношению к напряжению на зажимах $\dot{U}_1$ токи $\dot{I}_\mu$ и $\dot{I}_X$ отстают на четверть периода, ток $\dot{I}_C$ опережает $\dot{U}_1$ на четверть периода, а токи $\dot{I}_R$ и $\dot{I}$ сдвинуты от $\dot{U}_1$ на 180°. Угол φ является углом сдвига фаз в нагрузочной ветви, угол $\varphi' = 180° + \varphi$. Так как для работы генератора имеют значение лишь те токи, которые заключаются примерно в пределах от нуля до номинального значения (или не на много его превышают), то согласно разделу В6b величину X_σ можно считать постоянной, а диаметр окружности K_1 пропорциональным напряжению на зажимах U_1.



Фиг. 39. Схема замещения индукционного генератора с самовозбуждением.

Разделив все токи фиг. 40,*a* на напряжение $\dot{U}_1$, получим показанную на фиг. 40,*b* диаграмму соответствующих отдельным токам проводимостей [Л. 34]. Активная нагрузка $\frac{1}{R} + \frac{1}{r}$ определяет здесь активную составляющую $\frac{I'_2}{U_1} \cos \varphi_2$ вектора $-\frac{\dot{I}'_2}{\dot{U}_1}$ и напряжение на зажимах U_1 должно установиться таким, чтобы сумма реактивных токов была равна нулю, т. е.



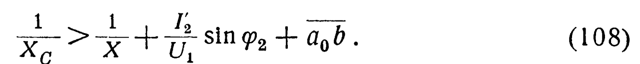
Фиг. 40. *a* — диаграмма токов; *b* — диаграмма проводимостей индукционного генератора с самовозбуждением.

$$\frac{1}{X} + \frac{I_\mu}{U_1} + \frac{I'_2}{U_1} \sin \varphi_2 - \frac{1}{X_C} = 0. \qquad (107)$$

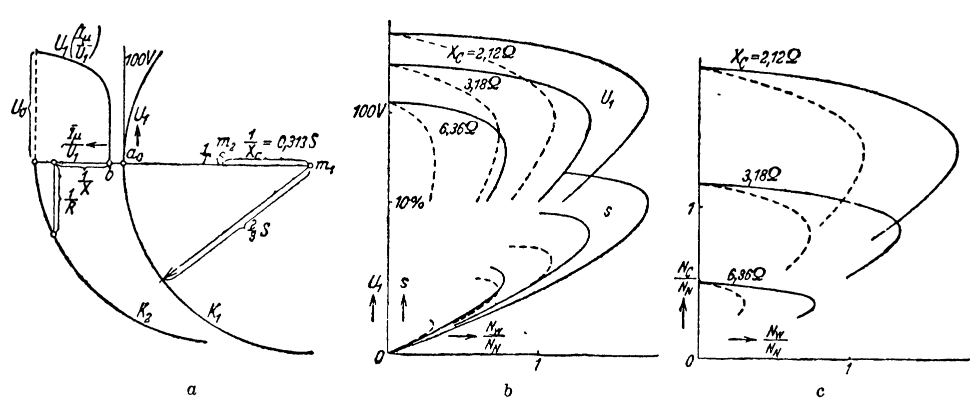
Получающееся согласно фиг. 40, *b* для принятого реактивного сопротивления X_C и сопротивлений нагрузки R и X отношение $\frac{I_\mu}{U_1}$ определяет напряжение на зажимах U_1 (фиг. 38,*b*). Отложив в левой верхней

части фиг. 40,*b* напряжение U_1 в зависимости от $\frac{I_\mu}{U_1}$, можно из этой кривой непосредственно определить напряжение U_1 для соответственного отношения $\frac{I_\mu}{U_1}$. Умножая на это напряжение проводимости фиг. 40,*b*, можно найти токи, которые установятся при данном режиме работы.

Когда $\frac{1}{X_C} - \frac{1}{X} - \frac{I_2'}{U_1}\sin\varphi_2$ равно наименьшему значению $\frac{I_\mu}{U_1}$, т. е. когда $\left(\frac{I_\mu}{U_1}\right)_{\min} = a_0 b$, напряжение U_1 исчезает. Поэтому работа возможна лишь в том случае, если



$$\frac{1}{X_C} > \frac{1}{X} + \frac{I_2'}{U_1}\sin\varphi_2 + \overline{a_0 b}. \tag{108}$$



Фиг. 41. *a* — диаграмма проводимостей для практического случая; *b* — напряжение на зажимах U_1 и скольжение *s*; *c* — относительная реактивная (емкостная) мощность в функции относительной активной мощности при трех различных емкостях: — $\cos\varphi' = 1$, — — — $\cos\varphi' = 0{,}85$.

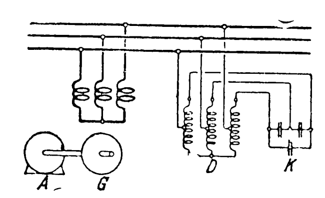
При холостом ходе $\frac{1}{X} = \frac{I_2'}{U_1}\sin\varphi_2 = 0$, и кривая $U_1 = f\left(\frac{I_\mu}{U_1}\right)$ с началом координат в точке a_0, при холостом ходе превращающаяся в кривую $U_1 = f\left(\frac{1}{X_C}\right)$, определяет напряжение на зажимах при холостом ходе. Для того чтобы машина самовозбуждалась при холостом ходе, необходимо выполнение условия $X_C < \frac{1}{\overline{a_0 b}}$. Это целиком совпадает с ранее выведенным ур. (105b).

Допускаемые величины активчой и реактивной мощностей, при которых еще возможна работа генератора, зависят от емкостного сопротивления X_C. Для определенного значения X_C конец вектора $\frac{\dot{I}_C}{\dot{U}_1} = -j\frac{1}{X_C}$ лежит на окружности K_2, имеющей тот же диаметр, что и K_1, но центр которой m_2 по сравнению с центром m_1 сдвинут на $\frac{1}{X_C}$ в направлении отрицательных абсцисс и на $\frac{1}{r}$ в направлении положительных ординат

(фиг. 41,*a*). Пользуясь этой окружностью, можно найти соответствующие значения R и X, при которых напряжение падает до нуля. Из фиг. 41,*a* видно, что емкостное сопротивление X_C должно быть тем меньшим, чем больше активная мощность и чем больше реактивная мощность сети. Величина скольжения s определяется обычным путем по окружности K_1.

Чтобы показать на практическом примере изменение напряжения в зависимости от активной мощности, воспользуемся характеристикой холостого хода, показанной на фиг. 38,*a*, по которой построена кривая $U_1 = f\left(\frac{I_\mu}{U_1}\right)$ на фиг. 38,*b*. Так же как и в примере, для которого приведены кривые на фиг. 26, положим $R_1 = R'_2 = 0{,}25 X_\sigma$ и возьмем $X_\sigma = 0{,}75\,\Omega$. Тогда радиус окружности K_1 будет равен 0,667 S. Для этих значений и $\frac{1}{X_C} = 0{,}313$ S построена диаграмма, представленная на фиг. 41,*a*, из которой можно указанным выше путем определить напряжения на зажимах для различных нагрузок.

На фиг. 41,*b* показаны кривые напряжения на зажимах при различных емкостях конденсаторов, а именно 500, 1 000 и 1 500 uF на фазу. При частоте 50 Hz эти емкости согласно ур. (103) соответствуют реактивным сопротивлениям $X_C = 6{,}36$; 3,18 и 2,12 Ω или проводимостям $\frac{1}{X_C} = 0{,}157$; 0,313 и 0,471 S. По оси абсцисс отложены отношения отдаваемой генератором активной мощности $N_w = 3U_1I_R$ к активной мощности $N_N = 9{,}66$ kW, которую машина, работая двигателем, забирает из сети при $U_1 = 100$ V и перегрузочной способности $\ddot{u} = 2$. Сплошные кривые относятся к $\cos\varphi' = 1$ (т. е. $X = \infty$), пунктирные к $\cos\varphi' = 0{,}85$. Соответственные скольжения s также показаны на диаграмме.



Фиг. 42. Практическая схема включения индукционного генератора с самовозбуждением.

Кривые напряжения на зажимах имеют такой же вид, как и у шунтовой машины постоянного тока, т. е. напряжение на зажимах падает с уменьшением сопротивления R внешней цепи. На фиг. 41,*b* показана устойчивая часть кривых. Ниже напряжения $U_1 \approx 62{,}5$ V устойчивая работа невозможна (ср. также фиг. 38,*b*).

Чем больше индуктивность нагрузки, т. е. чем меньше $\cos\varphi'$, тем больше должна быть взята присоединенная параллельно к машине емкость, чтобы получить ту же максимальную нагрузку. На фиг. 41,*c* показана зависимость забираемой конденсаторами реактивной мощности $N_C = 3U_1I_C$ от отдаваемой генератором активной мощности, причем обе мощности взяты по отношению к N_N. Вместе с емкостью растет также напряжение холостого хода и магнитное насыщение машины. Для получения приблизительно постоянного напряжения при нагрузке необходимо регулировать в зависимости от нее емкость конденсаторов.

Высокого магнитного насыщения генератора при холостом ходе можно избежать с помощью присоединенного параллельно к машине сильно насыщенного железного дросселя. В этом случае для I_μ на фиг. 38,*a* и *b*,

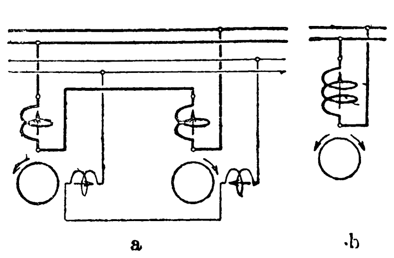
40,*a* и *b* нужно брать сумму намагничивающих токов генератора и дросселя [Л. 34]. В качестве дросселя можно взять автотрансформатор, чтобы повысить напряжение на конденсаторах и тем избежать необходимости иметь слишком большие емкости. Схема для этого случая показана на фиг. 42. Здесь: *A* — первичный двигатель, *G* — генератор, *D* — дроссельная катушка, являющаяся одновременно автотрансформатором, и *K* — конденсаторы.

Кривые на фиг. 41,*b* действительны при условии постоянства числа оборотов генератора. Если же генератор приводится во вращение, например, индукционным двигателем, то с увеличением нагрузки число оборотов генератора уменьшается, что вызывает падение напряжения на зажимах и уменьшение максимального значения отдаваемой генератором активной мощности [Р4].

С. ТЕОРИЯ ОДНОФАЗНОЙ ИНДУКЦИОННОЙ МАШИНЫ БЕЗ УЧЕТА ВЛИЯНИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК

1. Однофазная машина без конденсатора и без пусковой обмотки

а) Теория поперечного и вращающегося полей. Существуют две теории для объяснения явлений, происходящих в однофазной индукционной машине. Согласно первой, так называемой „теории поперечного поля", создаваемое токами в роторе поле воздушного зазора разлагают на два неподвижных переменных (пульсирующих) поля. Первое поле равно нулю в тех же точках окружности, что и неподвижное переменное поле статора, и образует вместе с последним результирующее „продольное поле". Второе переменное поле пространственно сдвинуто от продольного поля на половину полюсного деления и называется „поперечным полем". Согласно второй теории „вращающегося поля" неподвижное переменное поле, создаваемое обмоткой статора, разлагают на два вращающихся в противоположные стороны поля половинной амплитуды (см. раздел IID2 тома I). Каждое из этих полей взаимодействует с ротором точно так же, как и в трехфазной машине, так как совершенно безразлично, каким образом поле создается. Каждое из полей вместе с ротором образует отдельную многофазную машину, теория которой уже была рассмотрена нами в разделе В. Можно представить себе, что оба вращающихся в противоположные стороны поля создаются двумя отдельными, механически и электрически связанными между собой машинами, как показано, например, на фиг. 43,*a* для двухфазного тока. Соединение двух двухфазных машин в одну дает однофазную машину, показанную на фиг. 43,*b*, так как взаимодействие фаз обмотки вдоль поперечной оси уничтожается.



Фиг. 43. Возникновение однофазной машины из многофазной.

В дальнейшем при изучении однофазной машины мы будем пользоваться теорией вращающихся полей, так как при этом мы сможем

пользоваться уже знакомой нам теорией многофазной машины и, кроме того, влияние высших гармоник может тогда рассматриваться так же, как и для случая многофазной машины. Вращающееся поле статорной обмотки, перемещающееся в том же направлении, что и ротор, мы будем называть прямым (индекс m), а второе поле обратным или инверсным (индекс g).

b) Вывод уравнений напряжений. При изучении многофазной машины мы привели общий случай вращающейся машины к более простому случаю, соответствующему неподвижному ротору при совпадении осей „главных" фаз статора и ротора. Благодаря этому уравнения напряжений получили простой вид [ур. (26а и b)] и их отличие от уравнений при неподвижном роторе (и совпадении осей обмоток) состоит лишь в том, что реактивные сопротивления ротора должны соответствовать частоте sf_1, т. е. если они подсчитаны для частоты f_1, их нужно умножить на s.

Для того чтобы и в данном случае получить уравнения вида ур. (26а и b), мы и здесь выделим в многофазной обмотке ротора лишь одну фазу („главную" фазу) и расположим ее по оси статорной обмотки (по оси „главной" фазы на фиг. 43,a). На фиг. 44 показана лишь одна эта „главная" фаза роторной обмотки, причем положительные направления осей обмоток обозначены стрелками. Статорная обмотка имеет обозначение 1, роторная 2.

Фиг. 44.

Уравнения напряжений для однофазной машины мы можем теперь получить непосредственно из ур. (26а и b) для многофазной машины. При этом мы должны помнить, что фаза статорной обмотки соответствует двум последовательно соединенным „главным" фазам многофазной обмотки (фиг. 43,a) и что вместо действия одного (приведенного к статорной обмотке) роторного тока I'_2 мы должны учитывать действие соответствующих обоим вращающимся полям роторных токов I'_{2m} и I'_{2g}. Обозначим через R_1 — активное сопротивление, через $X_{1\sigma}$ — реактивное сопротивление рассеяния статорной обмотки и через X_{1h} — главное реактивное сопротивление (от основной гармоники потока воздушного зазора), вызываемое в статоре каждым из обоих вращающихся полей. Тогда реактивное сопротивление статорной обмотки, соответствующее пульсирующему полю, равно $2X_{1h}$, как это следует из ур. (66а и 69а) тома II, если учесть, что число витков w_1 однофазной обмотки вдвое больше, чем число витков заменяющей ее двухфазной обмотки, и если в ур. (69а) положить $m = 4$, так как двухфазная обмотка по существу является четырехфазной (см. стр. 59 тома I). При этих обозначениях ур. (26а) для однофазной машины будет иметь следующий вид:

$$\dot U_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot I_1 - jX_{1h}(\dot I_1 + \dot I'_{2m}) - jX_{1h}(\dot I_1 + \dot I'_{2g}). \quad (109a)$$

Здесь первый член представляет собой взятое с отрицательным знаком падение напряжения в статорной обмотке, второй член — напряжение, индуктированное результирующим прямым вращающимся полем, третий член — напряжение, индуктируемое результирующим обратным полем.

Соответственно наличию двух вращающихся полей мы для роторной фазы получим два уравнения. Если обозначить через s скольжение ротора

относительно прямого поля, то скольжение относительно обратного поля будет равно $2-s$. Если подставить еще в ур. (26b) $\dot{U}'_2=0$, т. е. считать, что ротор замкнут накоротко или что сопротивления внешней цепи уже содержатся в R'_2 и X'_2, то мы получим следующие два уравнения для ротора однофазной машины:

$$0=-(R'_2+jsX'_{2\sigma})\dot{I}'_{2m}-jsX_{1h}(\dot{I}_1+\dot{I}'_{2m}), \tag{109b}$$

$$0=-[R'_2+j(2-s)X'_{2\sigma}]\dot{I}'_{2g}-j(2-s)X_{1h}(\dot{I}_1+\dot{I}'_{2g}). \tag{109c}$$

Из этих уравнений на основании раздела D3 определяются приведенные к обмотке статора роторные токи (I'_{2m} и I'_{2g})

$$I'_2=\frac{m_2w_2\chi_2\xi_2}{w_1\xi_1}I_2 \tag{110}$$

и соответствующие сопротивления

$$R'_2=\frac{w_1^2\xi_1^2}{m_2w_2^2\chi_2^2\xi_2^2}R_2, \tag{111a}$$

$$X'_{2\sigma}=\frac{w_1^2\xi_1^2}{m_2w_2^2\chi_2^2\xi_2^2}X_{2\sigma}. \tag{111b}$$

Решая уравнения (109a, b, c) относительно токов и полагая

$$X'_2=X_{1h}+X'_{2\sigma}, \tag{112}$$

получим

$$\dot{I}_1=-\frac{\dot{U}_1}{\dot{N}}\cdot\left[\frac{R'_2}{s(2-s)}(R'_2+j2X'_2)-X'^2_2\right], \tag{113a}$$

$$\dot{I}'_{2m}=\frac{\dot{U}_1}{\dot{N}}\cdot jX_{1h}\left[\frac{R'_2}{2-s}+jX'_2\right], \tag{113b}$$

$$\dot{I}'_{2g}=\frac{\dot{U}_1}{\dot{N}}\cdot jX_{1h}\left[\frac{R'_2}{s}+jX'_2\right], \tag{113c}$$

где

$$\dot{N}=\frac{a}{s(2-s)}-b+j\left[\frac{c}{s(2-s)}-d\right], \tag{114}$$

а действительные постоянные

$$a=R'_2\{R'_2R_1-2[X_{1h}(X_{1h}+X_{1\sigma}+2X'_{2\sigma})+X_{1\sigma}X'_{2\sigma}]\}, \tag{114a}$$

$$b=R_1X'^2_2, \tag{114b}$$

$$c=R'_2[R'_2(2X_{1h}+X_{1\sigma})+2R_1X'_2], \tag{114c}$$

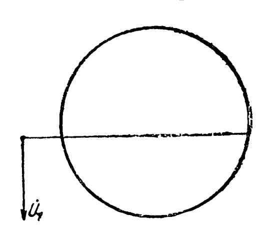
$$d=(X_{1\sigma}X'_2+2X_{1h}X'_2-2X^2_{1h})X'_2. \tag{114d}$$

Согласно разделу I2c тома II уравнение (113a) первичного вектора тока $\dot{I}_1$ представляет собой уравнение окружности в произвольном положении с параметром

$$\lambda=\frac{1}{s(2-s)}.$$

На основании ур. (37a, b, c) тома II можно, так же как мы это делали в разделе B 5a для случая многофазной машины, определить координаты центра и радиус этой окружности. Можно, конечно, и не делая это, определить по ур. (113a) вектор тока для трех или нескольких скольжений и по найденным точкам построить окружность.

На фиг. 45 показано геометрическое место $\dot{I}_1$ для рассмотренной в разделе B 3 (фиг. 26) трехфазной машины, если отключить одну из трех соединенных в звезду фаз статорной обмотки, т. е. заставить работать машину в качестве однофазной. Напряжение на статоре будет при этом равно линейному напряжению трехфазной сети. Обозначая величины, относящиеся к однофазной работе, индексом 1, а относящиеся к трехфазной работе индексом 3, получим



Фиг. 45. Геометрическое место первичного тока при отсоединении одной фазы трехфазной машины по фиг. 26.

$$(U_1)_1 = \sqrt{3}\,(U_1)_3\,, \tag{115a}$$

$$(w_1)_1 = 2\,(w_1)_3\,, \tag{115b}$$

$$(\xi_1)_1 = \frac{\sqrt{3}}{2}\,(\xi_1)_3\,, \tag{115c}$$

$$(X_{1\sigma})_1 = 2(X_{1\sigma})_3\,, \tag{115d}$$

$$\frac{R_1}{X_{1\sigma}} = 0{,}5 \tag{115e}$$

и на основании ур. (66a) и (69a) тома II

$$(X_{1h})_1 = (X_{1h})_3\,, \tag{115f}$$

где $(X_{1h})_1$ обозначает реактивное сопротивление, вызываемое одним из обоих вращающихся в разные стороны полей [1]. Далее, при той же роторной обмотке, что и у трехфазной машины, согласно ур. (111a и b)

$$(R_2')_1 = (R_2')_3\,, \tag{115g}$$

$$(X_{2\sigma}')_1 = (X_{2\sigma}')_3\,, \tag{115h}$$

$$\left(\frac{R_1}{X_{1\sigma}}\right)_1 = 0{,}5\,. \tag{115i}$$

c) Вращающий момент. Вращающий момент однофазной машины можно разложить на четыре составляющих. Первые две составляющие определяют моменты, образуемые в результате взаимодействия прямого поля с роторным током $\dot{I}_{2m}$ и обратного поля с роторным током $\dot{I}_{2g}$. Обе другие составляющие возникают от взаимодействия прямого поля с роторным током $\dot{I}_{2g}$ и обратного поля с роторным током $\dot{I}_{2m}$. Обе последние составляющие вращающегося момента изменяются во времени, так как здесь взаимное пространственное расположение вращающегося поля и линейной нагрузки ротора изменяются во времени. Их среднее

---

[1] В ур. (66a) тома II X_{1h} представляет собой реактивное сопротивление всей однофазной обмотки, т. е. $X_{1h} = 2\,(X_{1h})_1$.

во времени значение равно нулю, и так как инерция ротора во всех практических случаях достаточно велика, то можно считать, что эти составляющие вращающего момента ничем себя не проявляют и только первые две составляющие образуют совместно средний вращающий момент машины.

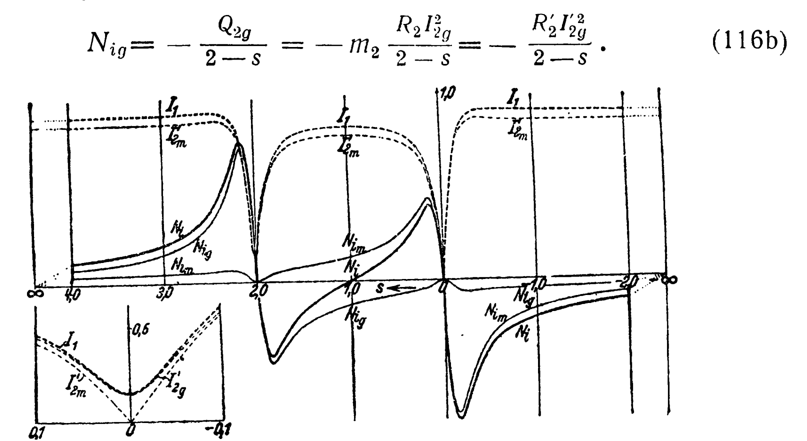
Согласно ур. (22a) и (30b) внутренняя мощность N_i, которая пропорциональна вращающему моменту [ур. (37a и b)], равна:

для прямого поля

$$N_{im} = \frac{Q_{2m}}{s} = m_2 \frac{R_2 I_{2m}^2}{s} = \frac{R_2' I_{2m}'^2}{s}, \tag{116a}$$

для обратного поля

$$N_{ig} = -\frac{Q_{2g}}{2-s} = -m_2 \frac{R_2 I_{2g}^2}{2-s} = -\frac{R_2' I_{2g}'^2}{2-s}. \tag{116b}$$



Фиг. 46. Токи (внизу слева — для малых значений скольжения) и внутренние мощности при отсоединении одной фазы трехфазной машины по фиг. 26. Токи отнесены к I'_{2max}, мощности — к внутренней опрокидывающей мощности при трехфазном режиме.

Вращающий момент, соответствующий внутренней мощности N_{im} действует в направлении вращения ротора, а момент, соответствующий внутренней мощности N_{ig} — в противоположном направлении и взят поэтому с отрицательным знаком. Таким образом внутренняя мощность, соответствующая результирующему вращающему моменту, равна

$$N_i = N_{im} + N_{ig}, \tag{116}$$

а момент согласно ур. (37a)

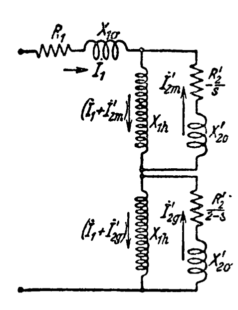
$$M = \frac{N_i}{2\pi \Omega_1}, \tag{116'}$$

где $\Omega_1 = \frac{\omega_1}{p}$ представляет собой угловую скорость вращения прямого поля. В ур. (116a и b) нужно подставить токи I'_{2m} и I'_{2g}, определяемые ур. (113b и c).

На фиг. 46 показаны для машины, имеющей диаграмму тока по фиг. 45, найденный по ур. (113a) ток I_1 (пунктиром) и найденный по

ур. (113b) ток $\dot{I}'_{2m}$ (тонкий пунктир). Оба тока даны в функции скольжения и оба отнесены к максимальному значению $I'_{2\,max}$ вторичного тока машины при трехфазной работе для того, чтобы облегчить сравнение с фиг. 26. Кривая тока I'_{2g} на основании ур. (113b и c) является зеркальным отражением кривой тока I'_{2m} относительно ординаты, проведенной через $s = 1$, и на чертеже не показана. Далее, на фиг. 46 представлены внутренние мощности N_{im} и N_{ig} (тонкими линиями) и их сумма N_i (жирная линия), соответствующая результирующему моменту. Эти мощности, как и на фиг. 26, отнесены к внутренней опрокидывающей мощности трехфазной машины, работающей двигателем. Таким образом опрокидывающий момент однофазного двигателя значительно меньше, чем трехфазного. В разделе е будет еще показано влияние $X'_{2\sigma}$ и R'_2 на величину опрокидывающего момента.

d) Схема замещения. Ур. (113a, b, c) токов машины не являются столь наглядными, чтобы по ним можно было судить о рабочих свойствах машины. Более ясное представление об этом можно получить, если построить схему замещения однофазной машины, содержащую лишь активные и реактивные сопротивления. Эта схема показана на фиг. 47. Легко убедиться путем сравнения, что при показанных на схеме стрелками направлениях токов для нее остаются справедливыми ур. (109a, b, c). Ур. (109a) определяет сумму всех напряжений вдоль пути от одного зажима до другого через сопротивления R_1, $X_{1\sigma}$, X_{1h}, X_{1h}, а из ур. (109b и c) следует, что сумма напряжений в каждом из обоих ответвлений равна нулю. Верхнее ответвление соответствует прямому полю, а нижнее — обратному (см. также фиг. 43, *a*). Исследуем с помощью схемы замещения некоторые режимы работы.



Фиг. 47. Схема замещения однофазной машины.

При неподвижном роторе ($s = 1$) обе ветви совершенно равнозначны, токи I_{2m} и I_{2g} равны между собой, так же как и направленные друг против друга вращающие моменты [ур. (116a и b)]. Результирующий момент, как и следовало ожидать, равен нулю, так как при неподвижном роторе пульсирующее поле статора может создавать в роторе лишь токи, возбуждающие пульсирующее поле ротора, направленные по оси статорного поля.

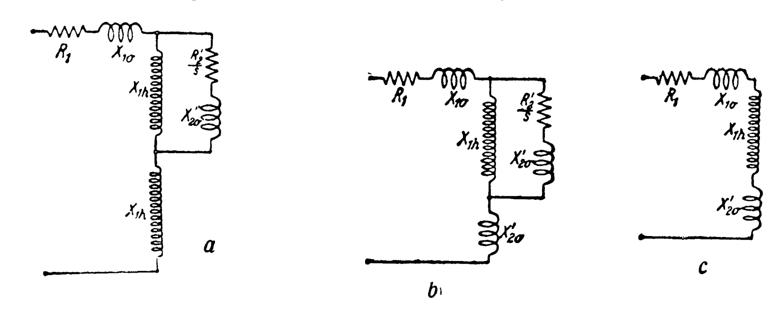
Если ротор приведен во вращение, то неподвижное поле статора можно разложить на два вращающихся, из которых одно будет по отношению к ротору прямым, а другое обратным. При малых скоростях ротора токи I_{2m} и I_{2g} изменяются незначительно, так как в основном они определяются реактивными сопротивлениями $X_{1\sigma}$ и $X_{2\sigma}$. Согласно ур. (116a и b) при уменьшении s от $s = 1$ ($n = 0$) вращающий момент M_m растет, а M_g уменьшается. Таким образом результирующий вращающий момент направлен в сторону вращения ротора.

При скольжении $s = 2$ отношение

$$\frac{R'_2}{2 - s} = \infty .$$

Этому случаю соответствует схема замещения, показанная на фиг. 48, *a*. Благодаря имеющемуся в схеме большому реактивному сопротивлению X_{1h} (соответствующему прямому полю) ток I'_{2m}, а вместе с тем и вращающий момент от прямого поля становятся незначительными, практически почти равными нулю, а момент от обратного поля делается равным нулю.

Вблизи синхронизма ($s \approx 0$) можно практически величиной $\frac{R'_2}{2-s}$ в нижней ветви фиг. 47 пренебречь. Если принять еще во внимание, что обычно X_{1h} по крайней мере в 10 раз больше $X'_{2\sigma}$, то можно пренебречь и величиной X_{1h} в нижнем ответвлении, и тогда для работы вблизи синхронизма можно пользоваться приближенной схемой замещения, показанной на фиг. 48, *b*. Таким образом при малых скольжениях обратное поле действует так же, как увеличение реактивного сопротивления в первичной цепи на величину $X'_{2\sigma}$.



Фиг. 48. Частные случаи схемы замещения.

Ток холостого хода $I_0 (s \approx 0)$ может быть с достаточной точностью найден из схемы замещения, показанной на фиг. 48, *c*, так как $\frac{R'_2}{s} \approx \infty$. В нашем примере (отключение одной фазы трехфазной статорной обмотки) при $(X'_{2\sigma})_3 \approx (X_{1\sigma})_3$, пользуясь ур. (115a до i), находим:

$$(I_0)_1 \approx \frac{(U_1)_1}{(X_{1h})_1 + (X_{1\sigma})_1 + (X'_{2\sigma})_1} \approx \sqrt{3}\,\frac{(X_{1h})_3 + (X_{1\sigma})_3}{(X_{1h})_3 + 3(X_{1\sigma})_3}(I_0)_3 =$$

$$= \sqrt{3}\,\frac{1{,}05}{1{,}15}(I_0)_3 = 1{,}58\,(I_0)_3. \qquad (117a)$$

При разомкнутом же роторе ток холостого хода

$$(I_{0'})_1 \approx \frac{(U_1)_1}{2(X_{1h})_1 + (X_{1\sigma})_1} \approx \sqrt{3}\,\frac{(X_{1h})_3 + (X_{1\sigma})_3}{2(X_{1h})_3 + 2(X_{1\sigma})_3}(I_0)_3 =$$

$$= \frac{\sqrt{3}}{2}(I_0)_3. \qquad (117b)$$

Если положить $R_1 = 0$, то величина и положение диаграммной окружности определятся током холостого хода $\dot{I}_0$ и током $\dot{I}_\infty$. При

$R_1 = 0$ концы векторов обоих токов согласно ур. (113a) лежат на оси абсцисс. При $s = \infty$ (фиг. 47)

$$(I_\infty)_1 \approx \frac{(U_1)_1}{(X_{1\sigma})_1 + 2\,(X'_{2\sigma})_1}\,. \tag{118a}$$

Согласно ур. (49b) при $R_1 = 0$

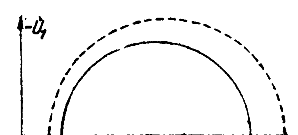
$$(I_\infty)_3 \approx \frac{(U_1)_3}{(X_{1\sigma})_3 + (X'_{2\sigma})_3}\,, \tag{118b}$$

отсюда

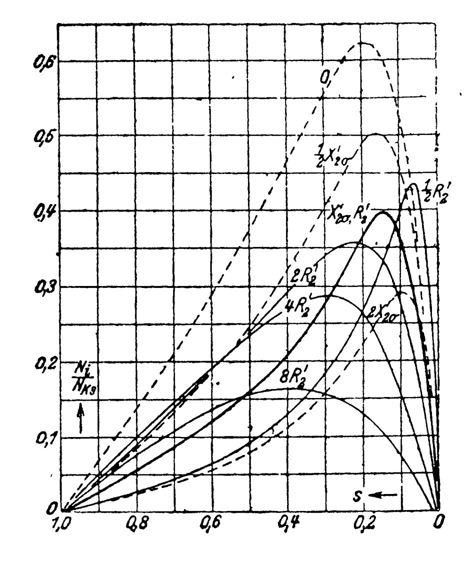
$$(I_\infty)_1 \approx \frac{\sqrt{3}}{2}\,(I_\infty)_3\,. \tag{118}$$

На фиг. 49 показана сплошной линией диаграмма для однофазной работы и пунктиром для трехфазной работы. Таким образом при однофазной работе намагничивающий ток больше, а диаметр окружности токов меньше, чем при трехфазной работе. Благодаря этому коэфициент мощности и перегрузочная способность при однофазной работе меньше.

e) **Влияние R'_2 и $X'_{2\sigma}$ на форму кривой вращающего момента.** В случае однофазного двигателя сопротивление ротора R'_2 влияет на величину опрокидывающего момента в противоположность тому, что мы видели при



Фиг. 49. Геометрическое место первичного тока при трехфазном режиме (— — —) и при отсоединении одной фазы статора (————).



Фиг. 50. Влияние R'_2 и $X'_{2\sigma}$ на величину вращающего момента при двигательном режиме.

изучении многофазного двигателя. Чтобы показать влияние сопротивления ротора на вид кривой вращающего момента и на величину опрокидывающего момента на практическом примере, на фиг. 50 представлены в функции скольжения кривые вращающего момента для машины, работающей двигателем, при различных сопротивлениях ротора. Жирная кривая относится к рассмотренному в разделе d примеру при сопротивлении ротора, равном R'_2, а остальные кривые, начерченные сплошной линией, относятся к сопротивлениям, величины которых обозначены на чертеже. Мы видим, что с возрастанием сопротивления опрокидывающий момент быстро падает. Благодаря этому и регулирование числа оборотов с помощью введения сопротивлений в цепь ротора воз-

можно здесь в значительно более узких пределах, чем у трехфазного двигателя [P5].

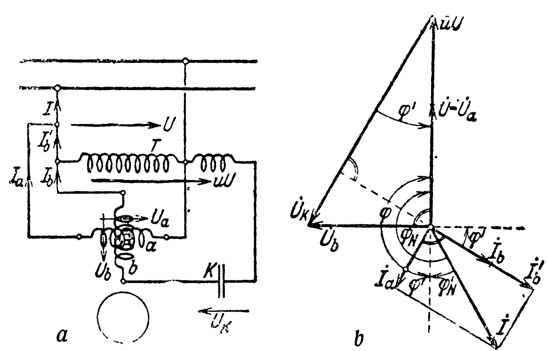
Значительное влияние на величину опрокидывающего момента оказывает также реактивное сопротивление рассеяния роторной обмотки $X'_{2\sigma}$, так как при малых скольжениях s это сопротивление на схеме замещения включается последовательно (фиг. 48, *b*).

Влияние $X'_{2\sigma}$ на вид кривой вращающего момента иллюстрируется пунктирными кривыми фиг. 50, причем жирная кривая относится к рассмотренному в разделе d примеру.

Из рассмотрения кривых фиг. 50, значения которых отнесены к трехфазной работе машины, ясно видно, что активное сопротивление R'_2 и реактивное сопротивление $X'_{2\sigma}$ должны быть для однофазного двигателя возможно меньшими. Поэтому в качестве однофазных двигателей наиболее пригодны машины, имеющие ротор в виде беличьей клетки, у которого эти сопротивления относительно невелики.

2. Работа многофазной машины с конденсатором от однофазной сети

а) **Двухфазное включение при симметричном режиме.** Рассмотренная в разделе 1 однофазная машина имеет ряд различных недостатков. Однофазный двигатель не приходит самостоятельно во вращение без особых вспомогательных средств, которые будут рассмотрены в разделе 3. Мощность однофазного двигателя при одинаковых основных размерах и одинаковых значениях линейной нагрузки и индукции составляет лишь 50—60% мощности многофазной машины, коэфициент мощности меньше, чем у многофазного двигателя, и наконец, благодаря обратному полю появляется наклонность машины к шуму. Для устранения этих недостатков можно к многофазной машине, питаемой от однофазной сети, приключить конденсаторы так, чтобы в статорной обмотке протекали многофазные токи.



Фиг. 51. *a* — схема симметричной двухфазной машины ($w_a = w_b$) в качестве однофазной конденсаторной машины; *b* — векторная диаграмма при симметричном режиме.

При включении по схеме фиг. 51, *a* статор имеет симметричную двухфазную обмотку, фазы которой обозначены буквами *a* и *b*. Одна фаза (*a*) присоединена непосредственно к однофазной сети, а другая (*b*) через конденсатор K включена на вторичную обмотку питаемого от той же однофазной сети трансформатора T. В качестве последнего целесообразно взять автотрансформатор, как это и сделано на фиг. 51, *a*. При правильном выборе емкости K конденсатора и передаточного числа

$$ü = \frac{w_2}{w_1} \qquad (119)$$

трансформатора можно для определенной нагрузки получить вполне симметричную работу однофазной конденсаторной машины в качестве машины двухфазной. Если обозначить через $\dot{U}_a$ и $\dot{U}_b$ напряжения, а через $\dot{I}_a$ и $\dot{I}_b$ токи в фазах a и b, то при симметричной работе

$$\dot{U}_b = j\dot{U}_a \tag{119a}$$

и

$$\dot{I}_b = j\dot{I}_a. \tag{119b}$$

Значение тока $\dot{I}_a$ или $\dot{I}_b$, а также угла сдвига фаз φ между током и напряжением в каждой из обеих фаз могут быть для данной нагрузки найдены по круговой диаграмме двухфазной машины или подсчитаны по данным разделов В3 или В5. На фиг. 51, b показаны напряжения и токи для определенной нагрузки, найденные по ур. (119a и b). Чтобы получить эти токи при однофазном питании по фиг. 51, a, нужно так подобрать передаточное число $ü$ трансформатора, чтобы удовлетворялось уравнение

$$\dot{U}_b = ü\dot{U} + \dot{U}_K = j\dot{U}, \tag{120}$$

где

$$\dot{U}_K = -j\frac{1}{\omega K}\dot{I}_b \tag{120a}$$

представляет собой падение напряжения в конденсаторе с емкостью K, отстающее от тока $\dot{I}_b$ на угол $\frac{\pi}{2}$. Таким образом, пренебрегая падением напряжения в трансформаторе, мы получим показанную на фиг. 51, b векторную диаграмму при симметричной работе.

Обозначив

$$\varphi' = \varphi + \pi, \tag{121}$$

получим величину падения напряжения в конденсаторе равной

$$U_K = \frac{U_b}{\sin\varphi'} = \frac{U}{\sin\varphi'}, \tag{121a}$$

откуда емкость конденсатора

$$K = \frac{I_b}{\omega U}\sin\varphi'. \tag{121b}$$

Передаточное число трансформатора согласно фиг. 51, b получается равным

$$ü = \frac{üU}{U_a} = \frac{üU}{U_b} = \operatorname{ctg}\varphi'. \tag{121c}$$

Размеры конденсатора определяются его реактивной мощностью

$$N_K = U_K I_b. \tag{122a}$$

Относя ее к полной мощности

$$N_s = U_a I_a + U_b I_b = 2UI_b \tag{122b}$$

симметричной двухфазной машины, получим на основании ур. (121a)

$$\frac{N_K}{N_s} = \frac{1}{2\sin\varphi'}. \qquad (122)$$

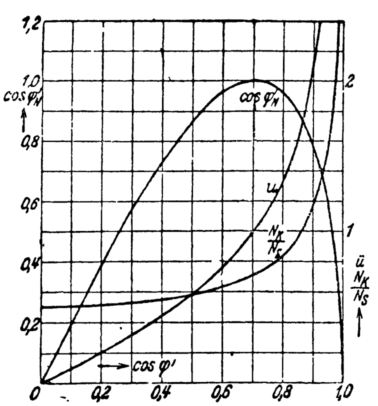
Отдаваемый однофазной сетью ток

$$\dot{I} = \dot{I}_a + \ddot{u}\dot{I}_b = \dot{I}_a + \dot{I}'_b \qquad (123a)$$

и величина коэфициента мощности машины на зажимах сети (включая конденсатор) согласно фиг. 51, *b* и на основании ур. (119) и (121c) будет равна

$$\cos\varphi'_N = \frac{I'_b \sin\varphi' + I_a \cos\varphi'}{I} = 2\sin\varphi' \cos\varphi'. \qquad (123b)$$

Необходимое для симметричной работы передаточное число $\ddot{u}$ трансформатора [ур. (121c)], отнесенная к полной мощности машины реактивная мощность конденсатора [ур. (122)] и коэфициент мощности машины [ур. (123b)] зависят только от угла сдвига фаз φ между током и напряжением той же машины, питаемой от симметричной двухфазной сети. На фиг. 52 показаны эти величины в функции коэфициента мощности двухфазной машины, причем следует принять во внимание, что практически имеет значение лишь область, лежащая в пределах $0{,}7 < \cos\varphi' < 0{,}9$. Особого внимания заслуживают кривые $\cos\varphi'_N$ и $\frac{N_K}{N_s}$. При $\cos\varphi' = 0{,}707$ машина потребляет из сети лишь активный ток ($\cos\varphi'_N = 1$), при $\cos\varphi' > 0{,}707$ машина отдает намагничивающий реактивный ток в сеть, а при $\cos\varphi' < 0{,}707$ получает его из сети. Относительная мощность конденсатора $\frac{N_K}{N_s}$ тем больше, чем выше коэфициент мощности $\cos\varphi'$ двухфазной машины. Поэтому с точки зрения стоимости конденсатора желателен возможно низкий коэфициент мощности $\cos\varphi'$.



Фиг. 52. Передаточное число $\ddot{u}$, конденсаторная мощность N_K (отнесенная к кажущейся мощности N_s двухфазной машины) и коэфициент мощности $\cos\varphi'_N$ в функции $\cos\varphi'$ двухфазной машины.

Пунга (Punga) [Л. 41] рекомендует брать большие индукции и большой воздушный зазор. Значения $\cos\varphi' < 0{,}707$ уменьшают, однако, мощность конденсатора лишь незначительно (фиг. 52), сильно ухудшая при этом коэфициент мощности $\cos\varphi'_N$.

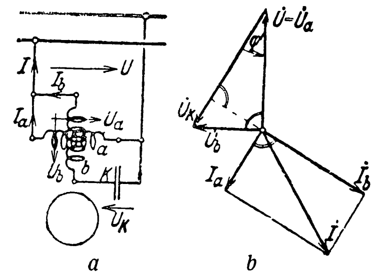
Трансформатор становится излишним, если отношение чисел витков

$$\frac{w_a}{w_b} = \ddot{u} \qquad (124)$$

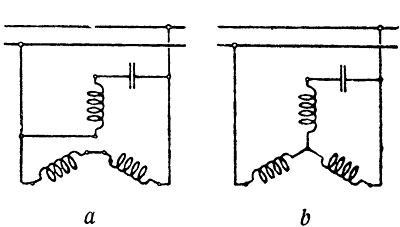
взято равным передаточному числу $\frac{w_2}{w_1}$ трансформатора (фиг. 51,*a*). Схема соединений и векторная диаграмма для этого случая показаны на фиг. 53, *a*

и b. Все параметры цепи b будут при этом такими же, как и приведенные к обмотке a величины на схеме, показанной на фиг. 51, a. Так, например, приведенное к обмотке a емкостное сопротивление $\frac{\ddot{u}^2}{\omega K}$ равно величине $\frac{1}{\omega K}$ на фиг. 51, a. Следовательно, емкость конденсатора на схеме фиг. 53,a в $\ddot{u}^2$ раз больше емкости на схеме фиг. 51,a. Ур. (122) и (123b) для относительной реактивной мощности конденсатора и для коэфициента мощности двигателя для схемы по фиг. 53, a не изменяются. Если веса обмоточной меди обмоток a и b одинаковы, то при схеме фиг. 53,a потери в обмотках будут такими же, как и при схеме по фиг. 51,a.

b) Трехфазное включение при симметричной работе. В случае трехфазной машины включение также может быть произведено таким образом, чтобы при питании от однофазной сети возникло (если пренебречь высшими гармониками) чистое круговое вращающееся поле. Схемы этого рода показаны на фиг. 54,a, 54,b и 55,a. При схемах по фиг. 54,a



Фиг. 53. Схема и диаграмма напряжений при симметричном режиме $\left(\frac{w_a}{w_b} = \ddot{u} = 1{,}72\right)$.



Фиг. 54. Схемы трехфазной машины в качестве однофазной конденсаторной машины.

и b **с одинаковым числом витков** в каждой фазе (как мы всегда и будем предполагать в этом разделе) симметричная работа может иметь место лишь при одной, вполне определенной нагрузке. При схеме же по фиг 55,a путем регулирования передаточного числа трансформатора и емкости конденсатора можно получить симметричную работу при любой нагрузке. Включение по фиг. 54,a можно считать аналогичным включению по фиг. 53,a, где мы имели две фазы, сдвинутые друг от друга на одно полюсное деление. Две последовательно соединенные фазы трехфазной обмотки образуют фазу a, а третья фаза — фазу b. Принимая во внимание, что обмоточный коэфициент обеих последовательно соединенных фаз в $\frac{\sqrt{3}}{2}$ раз больше обмоточного коэфициента одной фазы, получим на основании ур. (124) передаточное число равным

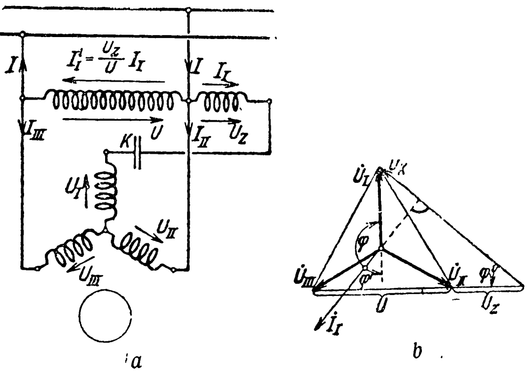
$$\ddot{u} = \frac{2w_1\xi_1 \frac{\sqrt{3}}{2}}{w_1\xi_1} = \sqrt{3}. \tag{125a}$$

Для этого передаточного числа построена векторная диаграмма на фиг. 55,b. Чистое круговое вращающееся поле получается при этом для

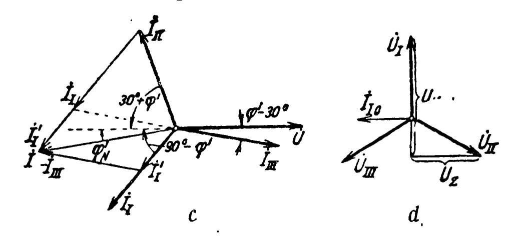
такой нагрузки, при которой машина, питаемая от трехфазной симметричной сети, имеет коэфициент мощности

$$\cos\varphi' = \frac{U_a}{\sqrt{U_a^2+U_b^2}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{1}{3}}} = 0{,}866. \qquad (125b)$$

При включении по фиг. 55,*a* симметричная работа может быть для определенной нагрузки получена благодаря наличию добавочного напряжения U_Z на трансформаторе. При полной симметрии имеет место диаграмма напряжений, показанная на фиг. 55,*b*. Для нагрузки, при которой в случае питания машины от симметричной трехфазной сети имеет место сдвиг фаз между напряжением и током каждой фазы, равный φ, добавочное напряжение $\dot{U}_Z$ определяется отрезком, который отсекается на продолжении $\dot{U} = \dot{U}_{II} - \dot{U}_{III}$ перпендикуляром к $\dot{I}_I$, проведенным через конец $\dot{U}_I$.



Фиг. 55. *a* — схема трехфазной машины в качестве однофазной конденсаторной машины с автотрансформатором; *b* — диаграмма напряжений при симметричном режиме.



Фиг. 55. *c* — диаграмма токов к фиг. 55, *a* и *b*; *d* — диаграмма напряжений при холостом ходе.

Согласно фиг. 55, *b* при симметричной работе

$$\sin\varphi' = \frac{3}{2}\frac{U_I}{U_K} = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{U}{U_K}. \qquad (126a)$$

откуда падение напряжения в конденсаторе

$$U_K = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{U}{\sin\varphi'}. \qquad (126b)$$

Добавочное напряжение на трансформаторе

$$U_Z = U_K\cos\varphi' - \frac{U}{2} = \frac{U}{2}(\sqrt{3}\operatorname{ctg}\varphi' - 1) \qquad (126c)$$

и отнесенная к полной мощности $N_s = 3U_I I_I$ машины реактивная мощность конденсатора

$$\frac{N_K}{N_s} = \frac{U_K I_I}{3U_I I_I} = \frac{1}{2\sin\varphi'} \qquad (126)$$

имеет точно такую же величину, как и при двухфазном включении [ур. (122)].

На фиг. 55,c показана диаграмма токов для схемы фиг. 55,a. При направлениях токов, показанных на фиг. 55,a, потребляемый из однофазной сети ток

$$\dot I = \dot I'_{\rm I} - \dot I_{\rm III} = \dot I_{\rm II} + \dot I_{\rm I} + \dot I'_{\rm I}, \qquad (127b)$$

где для сокращения положено

$$\dot I'_{\rm I} = \frac{U_Z}{U} \dot I_{\rm I}. \qquad (127a)$$

Коэфициент мощности конденсаторной машины согласно фиг. 55,c

$$\cos \varphi'_N = 2 \sin \varphi' \cos \varphi', \qquad (127)$$

т. е. он в точности равен значению, найденному выше для двухфазной обмотки [ур. (123b)].

При $U_Z = 0$ схема фиг. 55,a переходит в схему фиг. 54,b. Из фиг. 55, b следует, что в этом случае ($\dot U_K = \dot U_{\rm I} - \dot U_{\rm II}$) для симметричной работы необходимо, чтобы коэфициент мощности трехфазной машины был равен

$$\cos \varphi' = \cos 60^\circ = 0{,}5. \qquad (128)$$

Поэтому схема фиг. 54,b позволяет получить симметричную работу только при неполной нагрузке.

Передаточное число трансформатора в схемах, показанных на фиг. 51, a и 55, a, и емкость конденсатора должны для получения симметричной работы устанавливаться на определенное значение для каждой нагрузки. Рассмотрим для примера холостой ход, когда при трехфазном питании фазовый ток отстает от фазового напряжения на угол, почти равный $\frac{\pi}{2}$. Тогда при двухфазной схеме ток $\dot I_b$ на фиг. 51, b совпадает по направлению с $-\dot U$ и, очевидно, передаточное число трансформатора должно быть равно нулю, т. е. цепь, состоящая из последовательно соединенных обмотки b и конденсатора K, должна быть замкнута сама на себя. Для того, следовательно, чтобы сделать симметричной работу двигателя при всех нагрузках от номинальной до холостого хода, нужно на фиг. 51,a перемещать точку присоединения конденсатора к трансформатору до левого зажима трансформатора. Одновременно емкость конденсатора должна изменяться от

$$K = \frac{I_b}{\omega U} \sin \varphi' \qquad (129a)$$

до

$$K_0 = \frac{I_{b_0}}{\omega U}, \qquad (129b)$$

так как при холостом ходе $\varphi' \approx \frac{\pi}{2}$.

Для трехфазной схемы по фиг. 55,a диаграмма напряжений при холостом ходе и симметричной работе показана на фиг. 55,d. Добавочное напряжение $\dot U_Z$ должно переменить направление и его величина должна быть вдвое больше напряжения на зажимах U для того, чтобы $\dot U_K$ отставало от $\dot I_{I_0}$ на четверть периода.

При практическом применении конденсаторных двигателей последующее регулирование передаточного числа трансформатора и емкости конденсатора не делается. Поэтому в следующем разделе мы рассмотрим изменение тока и вращающего момента при неизменных значениях передаточного числа и емкости, но при изменении числа оборотов.

с) Аналитическое определение токов и вращающих моментов. При постоянных значениях передаточного числа трансформатора (или отношения чисел витков фаз обмотки) и емкости конденсатора работа в общем случае будет несимметричной. Мы можем тогда согласно разделу I 4с тома II разложить поле воздушного зазора на два поля, вращающихся в противоположные стороны. Прямое поле создает в роторе токи частоты sf_1, обратное поле — токи частоты $(2-s)f_1$. Способом, приводящим скорее всего к цели, был бы вывод уравнений напряжений для статорных фаз и одной роторной фазы, отдельно для обеих частот sf_1 и $(2-s)f_1$ и решение этих уравнений относительно токов. Однако выражения [Л. 40], которые при этом получаются для отдельных токов, настолько страдают отсутствием наглядности, что лишь с трудом позволяют проследить влияние отдельных сопротивлений на поведение машины и, кроме того, числовые подсчеты отнимают здесь очень много времени. Мы воспользуемся поэтому методом, предложенным Крондлем (Krondl) [Л. 42], который раскладывает систему токов на так называемые „симметричные составляющие" (раздел I 4с тома II) и выражает эти составляющие тока через полные сопротивления машины при симметричной работе.

В основу наших дальнейших выводов мы положим двухфазную схему по фиг. 53, *a*. Мы будем предполагать, что фаза *b* отличается от фазы *a* исключительно лишь числом витков. Распределение же обмотки и вес меди пусть будут для обеих фаз одинаковыми. Тогда сопротивления фазы *b*, приведенные к числу витков фазы *a*, будут равны соответственным сопротивлениям фазы *a*. Таким образом, оперируя с этими приведенными к фазе *a* значениями, которые мы будем снабжать штрихом, мы приводим обмотку статора к симметричной двухфазной обмотке.

Если токи $\dot{I}_a$ и $\dot{I}'_b$ этой симметричной двухфазной обмотки не дают симметричной системы токов, т. е. если условие $\dot{I}'_b = \pm j\dot{I}_a$ не соблюдено, то согласно разделу I 4d тома II систему токов можно разложить на симметричные составляющие. Каждая пара токов

$$\dot{I}'_{bm} = j\dot{I}_{am} \tag{130a}$$

и

$$\dot{I}'_{bg} = -j\dot{I}_{ag} \tag{130b}$$

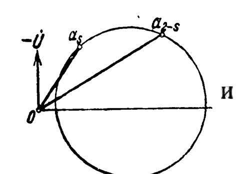
создает в симметричной обмотке вращающееся поле. Оба поля вращаются в противоположных направлениях. Одна пара токов (индекс *m*) создает поле, вращающееся в направлении вращения ротора, другая пара (индекс *g*) создает поле, вращающееся в противоположном направлении, подобно тому, что мы имели в случае однофазной машины. Обе пары токов всегда могут быть определены так, чтобы

$$\dot{I}_a = \dot{I}_{am} + \dot{I}_{ag} \tag{131a}$$

и

$$\dot{I}'_b = \dot{I}'_{bm} + \dot{I}'_{bg}. \qquad (131b)$$

Полное сопротивление, которое оказывает машина паре токов прямой последовательности, обозначим через $\dot{Z}_m$ и полное сопротивление паре токов обратной последовательности при том же числе оборотов — через $\dot{Z}_g$. Значения обоих сопротивлений могут быть найдены из круговой диаграммы для двухфазной машины с симметричным питанием, например, из диаграммы, показанной на фиг. 56. Если, например, точке a_s соответствует скольжение s по отношению к прямому полю, а точке a_{2-s} соответствует скольжение $(2—s)$ по отношению к обратному полю при том же числе оборотов и если диаграмма построена для напряжения на зажимах, равного $\dot{U}$, то



Фиг. 56.

$$\dot{Z}_m = -\frac{\dot{U}}{\dot{I}_s} = \frac{\dot{U}}{\overline{Oa_s}} \qquad (132a)$$

и

$$\dot{Z}_g = -\frac{\dot{U}}{\dot{I}_{2-s}} = \frac{\dot{U}}{\overline{Oa_{2-s}}}, \qquad (132b)$$

где $\dot{I}_s$ — ток двухфазной машины при скольжении s, а $\dot{I}_{2-s}$ — при скольжении $(2 — s)$.

Эти токи определяются ур. (70b), причем для $\dot{I}_{2-s}$ нужно вместо s подставить скольжение $(2—s)$ по отношению к обратному полю.

Величины

$$\dot{Y}_m = \frac{1}{\dot{Z}_m} \qquad (133a)$$

и

$$\dot{Y}_g = \frac{1}{\dot{Z}_g} \qquad (133b)$$

представляют собой соответственные проводимости.

Обозначив в соответствии с ур. (124) передаточное число через $\ddot{u} = \frac{w_a}{w_b}$ и приведенное к фазе a сопротивление конденсатора K через

$$\dot{X}'_K = \frac{1}{\dot{Y}'_K} = \ddot{u}^2 \dot{X}_K = -j\frac{\ddot{u}^2}{\omega K}, \qquad (134)$$

получим следующие уравнения напряжений для фаз a и b при схеме фиг. 53,a:

$$\dot{U} = -\dot{Z}_m \dot{I}_{am} - \dot{Z}_g \dot{I}_{ag}, \qquad (134a)$$

$$\dot{U}' = \ddot{u}\dot{U} = -(\dot{Z}_m + \dot{X}'_K)\dot{I}'_{bm} - (\dot{Z}_g + \dot{X}'_K)\dot{I}'_{bg}. \qquad (134b)$$

В этих уравнениях первые члены соответствуют напряжениям, индуктируемым в фазах a и b прямым полем, а вторые члены — напряжениям,

индуктированным в тех же фазах обратным полем. Подставляя в последнее уравнение значения токов $\dot{I}'_{bm}$ и $\dot{I}'_{bg}$ по ур. (130a) и (130b), получим

$$\ddot{u}\dot{U} = -j(\dot{Z}_m + \dot{X}'_K)\dot{I}_{am} + j(\dot{Z}_g + \dot{X}'_K)\dot{I}_{ag}. \qquad (134b')$$

Из ур. (134a) и (134b') можно найти статорные токи $\dot{I}_{am}$ и $\dot{I}_{ag}$ прямой и обратной последовательности. Вводя еще соответствующие проводимости по ур. (133a и b) и (134), получим

$$\dot{I}_{am} = -\dot{Y}_m \frac{[\dot{Y}_g + (1 - j\ddot{u})\dot{Y}'_K]\dot{U}}{2\dot{Y}'_K + \dot{Y}_m + \dot{Y}_g} \qquad (135a)$$

и

$$\dot{I}_{ag} = \dot{Y}_g \frac{[\dot{Y}_m + (1 + j\ddot{u})\dot{Y}'_K]\dot{U}}{2\dot{Y}'_K + \dot{Y}_m + \dot{Y}_g}. \qquad (135b)$$

Для $U = 220$ V и $R_1 = R'_2 = 1\ \Omega$, $X_{1\sigma} = X'_{2\sigma} = 2\ \Omega$, $X_{1h} = 40\ \Omega$, т. е. для случая, для которого построена круговая диаграмма на фиг. 28, мы при скольжении $s = 0{,}09$ получим $\operatorname{ctg}\varphi' = 1{,}62$. Для того чтобы при этом скольжении имела место симметричная работа однофазной конденсаторной машины ($s_{sy} = 0{,}09$, $\dot{I}_{ag} = 0$, $\dot{I}'_{bg} = 0$), необходимо согласно ур. (121c) и (124), чтобы $\ddot{u} = 1{,}62$. Реактивное сопротивление конденсатора X'_K получается из круговой диаграммы равным $X'_K = \frac{U}{I_1 \sin\varphi'} = 24{,}4\ \Omega$, что на основании ур. (134) при 50 Hz дает емкость $K = 343\ \mu$F. Геометрические места токов $\dot{I}_{am}$ и $\dot{I}_{ag}$, соответствующие этим данным, показаны на фиг. 57,*a*. Для большей наглядности на диаграмме обозначен ряд значений скольжения, чем определяются также и положения концов векторов соответствующих составляющих токов $\dot{I}_{am}$ и $\dot{I}_{ag}$. Приближенно эти кривые могут быть заменены окружностями (пунктир на фиг. 57,*a*). При помощи ур. (131a и b) а (135a и b) определяются также и токи $\dot{I}_a$ и $\dot{I}'_b$ в фазах *a* и *b*. Концы векторов этих токов уже не лежат, как в случае однофазной машины, на окружности с параметром s $(2-s)$, а их геометрические места, равно как и геометрические места токов $\dot{I}_{am}$ и $\dot{I}_{ag}$, являются бициркулярными квартиками. В этом легко убедиться, если в выражения проводимостей $\dot{Y}_m$ и $\dot{Y}_g$ [ур. (133a и b)] ввести с помощью ур. (132a и b) скольжения s и $(2-s)$. В этом случае и числитель и знаменатель будут содержать s во второй степени. Поэтому двигатель не обладает одинаковыми свойствами в обоих направлениях вращения и в одном из направлений развивает больший вращающий момент, чем в другом.

Геометрические места концов векторов $\dot{I}_a$ и $\dot{I}'_b$ показаны на фиг. 57,*b* более тонкими окружностями. Масштаб сохранен тот же, что и на фиг. 57,*a*.

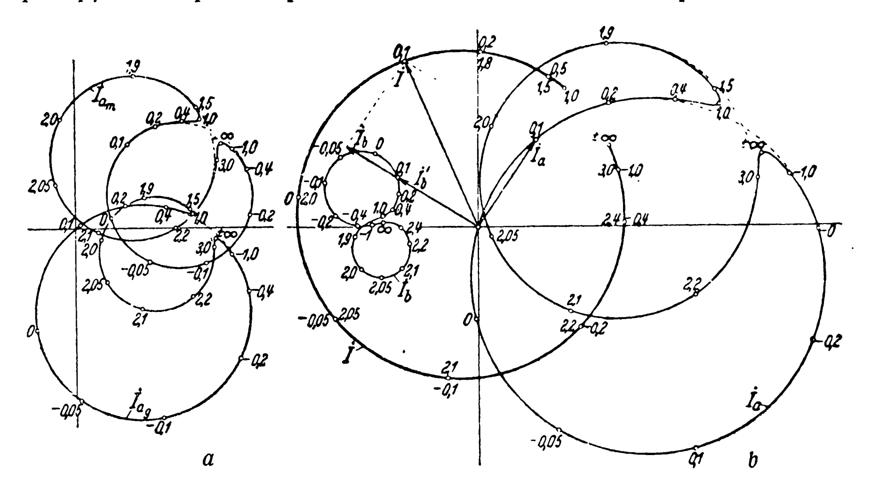
Согласно фиг. 53,*a* ток, потребляемый из сети,

$$\dot{I} = \dot{I}_a + \dot{I}_b = \dot{I}_a + \ddot{u}\dot{I}'_b. \qquad (136)$$

Вводя в это уравнение токи в функции s и $(2-s)$, мы убеждаемся, что геометрическое место тока $\dot{I}$ в противоположность геометрическим

местам токов в фазах представляет собой дугу окружности с параметром $s\ (2-s)$ [см. раздел I 2d и е тома II]. Эта дуга окружности проще всего определяется по трем точкам соответственно скольжениям $s=0$, $s=1$ и $s=\infty$. На фиг. 57, b она показана жирной линией. На этом чертеже показано также, как определяется ток сети $\dot{I}$ по токам $\dot{I}_a$ и $\dot{I}_b = \ddot{u}\dot{I}'_b$ соответственно ур. (136).

Если передаточное число $\ddot{u}$ и емкость K взяты такими, что симметричная работа имеет место при значениях скольжения, меньших чем $s_{sy}=s=0{,}09$, то геометрическое место тока $\dot{I}$ сдвигается вправо. Если, например, симметричная работа должна иметь место при скольжении



Фиг. 57. Геометрические места при $s_{sy}=0{,}09$ с надписанными значениями скольжения: a — токов $\dot{I}_{am}$ и $\dot{I}_{ag}$; b — токов $\dot{I}_a$, $\dot{I}_b$ и $\dot{I}$ для схемы по фиг. 53, a.

$s_{sy}=0{,}04$, то из круговой диаграммы многофазного двигателя получается передаточное число $\ddot{u}=\mathrm{ctg}\,\varphi'=1{,}27$ и емкость $K=140\ \mu\mathrm{F}$. Для этого случая геометрическое место вектора тока, потребляемого из сети, показано на фиг. 58, a. При бесконечно малой емкости геометрическое место тока сети переходит в диаграмму однофазной машины.

Соотношение между роторным током $\dot{I}_{2m}$, соответствующим прямому полю, и статорным током $\dot{I}_{am}$ не отличается от соотношения для симметричной двухфазной машины. То же самое имеет место и для соотношения между роторным током $\dot{I}_{2g}$ и статорным током $\dot{I}_{ag}$. Согласно уравнению напряжений для ротора симметричной двухфазной машины [ур. (70а)] мы для прямого поля получим, приводя все величины роторной обмотки к статорной и обозначая их штрихом,

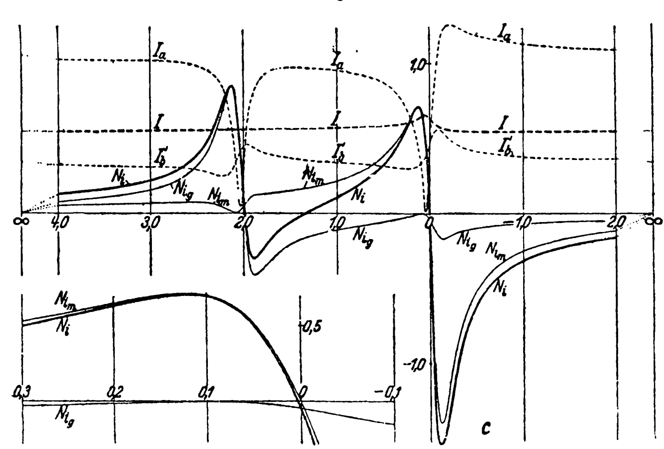
$$\dot{I}'_{2m} = -\frac{jX_{1h}\dot{I}_{am}}{\frac{R'_2}{s}+j\left(X_{1h}+X'_{2\sigma}\right)}, \qquad (137\text{a})$$

а для обратного поля (при том же числе оборотов)

$$\dot{I}'_{2g} = -\frac{jX_{1h}\dot{I}_{ag}}{\frac{R'_2}{2-s} + j(X_{1h} + X'_{2\sigma})}. \tag{137b}$$

Для передаваемой статором ротору мощности обоих полей, пропорциональной согласно ур. (37а) вращающим моментам, также остаются справедливыми уравнения симметричной машины. Таким образом для прямого поля

$$N_{im} = m_1 \frac{R'_2}{s} I'^2_{2m}, \tag{138a}$$



Фиг. 57. Токи и внутренние мощности (слева внизу для малых значений скольжения) в функции скольжения для того же примера, к которому относятся фиг. 57, *a* и *b*.

а для обратного поля

$$N_{ig} = -m_1 \frac{R'_2}{2-s} I'^2_{2g}. \tag{138b}$$

Внутренняя мощность, соответствующая результирующему вращающему моменту

$$N_i = N_{im} + N_{ig} \tag{139a}$$

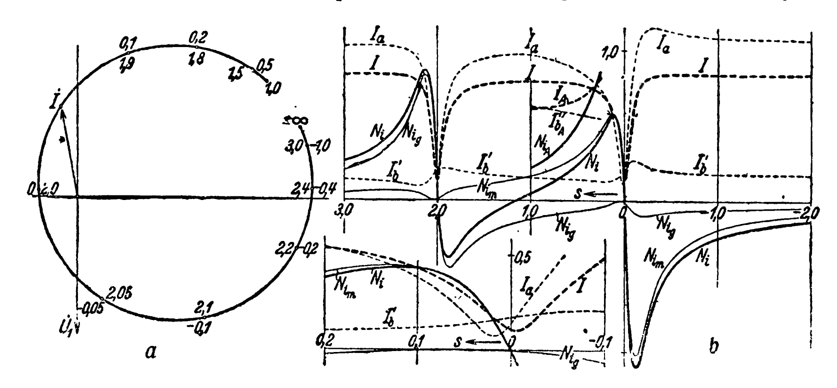
и результирующий вращающий момент

$$M = \frac{N_{im} + N_{ig}}{2\pi n_1}. \tag{139b}$$

Подсчитанные для нашего примера по ур. (138а и b) составляющие N_{im}, N_{ig}, а также пропорциональная моменту результирующая внутренняя мощность N_i [ур. (139а)] показаны на фиг. 57, *c* для $s_{sy} = 0{,}09$ и на фиг. 58, *b* для $s_{sy} = 0{,}04$ в функции скольжения относительно прямого поля. Все значения отнесены к опрокидывающей внутренней мощности многофазной машины с симметричным питанием (без конденсатора) для возможности сравнения их с кривыми многофазной (фиг. 26)

и однофазной бесконденсаторной (фиг. 46) машин. На фиг. 57, *c* и 58, *b* показаны также токи I_a и I'_b обеих фаз, причем для соответствия фиг. 26 и 46 они отнесены к максимальному току I'_{2max} многофазной машины.

По кривым фиг. 57, *c* и 58, *b* легко определить опрокидывающий момент (отнесенный к опрокидывающему моменту многофазной машины), который оказывается при скольжении $s_{sy} = 0{,}09$ равным 0,72, а при скольжении $s_{sy} = 0{,}04$ равным 0,57 (в случае однофазной машины он был равен 0,4). Начальный (пусковой) момент, также отнесенный к опрокидывающему моменту многофазной машины, при скольжении $s_{sy} = 0{,}09$ равен 0,088, а при скольжении $s_{sy} = 0{,}04$ равен 0,041. С точки зрения опрокидывающего момента конденсаторной машины и при желании иметь симметричную работу лишь при одном значении скольжения номинальная мощность конденсаторной машины по сравнению с многофазной



Фиг. 58. *a* — геометрическое место тока сети *I*; *b* — токи и внутренние мощности I'_{bA}, I_A и N_{iA} при утроенной пусковой емкости. Кривые относятся к тому же примеру, что и фиг. 57, *a* до *c*, но для $s_{sy} = 0{,}04$. Масштаб тот же, что и на фиг. 57, *a* до *c*.

должна составлять около 60%. Если положить номинальный момент многофазной машины равным половине ее опрокидывающего момента, то номинальный момент конденсаторной машины будет равен 0,3 опрокидывающего момента многофазной машины. Тогда перегрузочная способность конденсаторной машины при $s_{sy} = 0{,}09$ составляет 2,4, а при $s_{sy} = 0{,}04$ она равна 1,9.

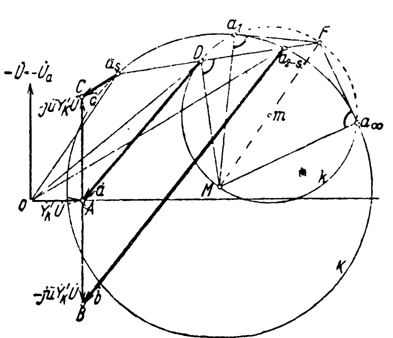
В то время как ток, потребляемый из сети, при $s_{sy} = 0{,}09$ почти не зависит от нагрузки, при $s_{sy} = 0{,}04$ он в области номинального режима падает с уменьшением момента и для номинального момента конденсаторной машины имеет значительно меньшую величину, чем при $s_{sy} = 0{,}09$. То же относится и к токам I_a и I'_b.

Преимуществами симметричной работы при меньшем скольжении ($s_{sy} = 0{,}04$) являются, главным образом, меньшая нагрузка фазы *b*, меньший номинальный ток и меньшая емкость конденсатора. Недостатками же являются очень малый начальный момент и меньший опрокидывающий момент. Для увеличения начального момента можно на время пуска увеличить емкость, не изменяя передаточного числа *ü* (см. разделе).

Для увеличенной на время пуска емкости, например, со $140\,\mu F$ до $3 \cdot 140 = 420\,\mu F$ на фиг. 58, *b* показаны: внутренняя мощность N_{iA}, ток I'_{bA} и ток, потребляемый из сети, I_A. В этом случае начальный момент достигает 0,37 опрокидывающего момента многофазной машины. Добавочная пусковая емкость по достижении определенного числа оборотов (в нашем примере приблизительно при $s = 0{,}3$) отключается с помощью центробежного выключателя [Р6].

Для уменьшения емкости конденсатора при низких напряжениях сети в некоторых конструкциях фаза *b* питается от более высокого напряжения, чем сетевое. Для этого в пазы фазы *a* закладывается еще дополнительная обмотка с w_Z витками, соединяемая с главной обмоткой *a* по схеме автотрансформатора, благодаря чему фаза *b* питается от напряжения $U' = \left(1 + \frac{w_Z}{w_a}\right)U$. Число витков w_b нужно увеличить тогда в отношении $\frac{U'}{U}$ и потребная емкость конденсатора понизится при этом до величины $K' = K\left(\frac{U}{U'}\right)^2$. Если передаточное число *ü* и емкость конденсатора рассчитаны на получение симметричной работы приблизительно при $^2/_3$ номинальной нагрузки, то полный ток фазы *b* будет значительно меньше, чем в фазе *a*, и поэтому фаза *a* может занимать $^2/_3$, а фаза *b* $^1/_3$ окружности статора.

d) Графическое определение токов и вращающих моментов. С помощью уравнений раздела с можно определить токи, вращающие моменты и потери машины при любом числе оборотов (скольжении *s* относительно прямого поля). Для уменьшения вычислительной работы и для большей наглядности в рассмотрении важнейших нагрузочных режимов можно воспользоваться излагаемым ниже графическим методом [Л. 43].



Фиг. 59. Вспомогательные векторы $\dot a$, $\dot b$ и $\dot c$ в ур. (140a и b).

Построим прежде всего числитель $[\dot Y_g + (1 - j\ddot u)\dot Y_K]\dot U$ ур. (135а). На круговой диаграмме фиг. 59 для фазы *a* симметричной двухфазной обмотки с фазовым напряжением $\dot U_a = \dot U$, вычерченной для наглядности для несколько большего сопротивления ротора, вектор $\overline{a_{2-s}O} = -\dot I_{2-s}$ согласно ур. (132b) и (133b) представляет собой величину $\dot Y_g\dot U$. Прибавляя к нему вектор $\dot Y'_K\dot U$, который согласно ур. (134) и фиг. 59 направлен от *O* к *A*, и затем еще вектор $-j\ddot u\dot Y'_K\dot U$, который равен отрезку $\overline{AB}$, получаем в сумме вектор $\dot b$, равный числителю в ур. (135а).

Совершенно аналогично определяется и числитель ур. (135b). Луч $\overline{a_sO} = -\dot I_s$ согласно ур. (132а) и (133а) равен $\dot Y_m\dot U$. Прибавляя к нему

векторы $\dot{Y}'_K\dot{U} = \overline{O\dot{A}}$ и $j\ddot{u}\dot{Y}'_K\dot{U} = \overline{A\dot{C}}$ получим результирующий вектор $\dot{c}$, равный числителю ур. (135b).

Для построения знаменателя ур. (135a и b) делим сперва пополам отрезок $\overline{\dot{a}_s a_{2-s}}$ и получаем точку D. Согласно ур. (132a и b) и (133a и b) $\overline{D\dot{O}} = (\dot{Y}_m + Y_g)\ \frac{\dot{U}}{2}$. Прибавляя вектор $\dot{Y}'_K\dot{U} = \overline{O\dot{A}}$, получаем вектор $\dot{a}$, равный умноженной на $\dot{U}$ половине знаменателя ур. (135a и b).

Тогда из ур. (135a и b) получаем

$$\dot{I}_{am} = -\frac{\dot{Y}_m}{2} \cdot \frac{\dot{b}}{a}\dot{U} \tag{140a}$$

и

$$\dot{I}_{ag} = -\frac{\dot{Y}_g}{2} \cdot \frac{\dot{c}}{a}\dot{U}. \tag{140b}$$

Величины токов, которые служат для определения вращающих моментов и потерь (см. стр. 10 тома II),

$$I_{am} = \frac{Y_m}{2}\frac{b}{a}U = \frac{b}{2a}I_s \tag{141a}$$

и

$$I_{ag} = \frac{Y_g}{2}\frac{c}{a}U = \frac{c}{2a}I_{2-s}. \tag{141b}$$

Остается теперь доказать, что точка D на фиг. 59 лежит на окружности, проходящей через точки a_1, a_∞ и через центр M диаграммного круга, и что все лучи $\overline{a_s \dot{a}_{2-s}}$ пересекаются в точке F (фиг. 59)[1].

---

[1] То, что геометрическим местом точки D является окружность, доказывается путем следующего рассуждения:

Для диаграммной окружности можно написать

$$\dot{I} = \frac{\dot{A} + s\dot{B}}{\dot{C} + s\dot{D}}, \tag{142a}$$

где $\dot{A}$, $\dot{B}$, $\dot{C}$, $\dot{D}$ являются комплексными постоянными.

Тогда вектор

$$\overline{O\dot{D}} = \frac{\dot{A} + s\dot{B}}{\dot{C} + s\dot{D}} + \frac{1}{2}\left\{\frac{\dot{A} + (2-s)\dot{B}}{\dot{C} + (2-s)\dot{D}} + \frac{\dot{A} + s\dot{B}}{\dot{C} + s\dot{D}}\right\}. \tag{142b}$$

Приведя это выражение к одному знаменателю, получим уравнение вида

$$\overline{O\dot{D}} = \frac{\dot{A}' + s(2-s)\dot{B}'}{\dot{C}' + s(2-s)\dot{D}'}, \tag{142}$$

где $\dot{A}'$, $\dot{B}'$, $\dot{C}'$, $\dot{D}'$ также являются комплексными постоянными. Согласно разделу I 2c тома II это выражение является уравнением окружности с переменным параметром $s(2-s)$. При $s = 1$ величина $(2-s)$ также равна единице. Поэтому при $s = 1$ точки a_s и $\dot{a}_{2-s}$, а также и D совпадают с точкой короткого замыкания a_1. При $s = \infty$ величина $(2-s) = -\infty$. Так как согласно разделу B5 точки $a_{+\infty}$ и $a_{-\infty}$ на круговой диаграмме идентичны, то при $s = \infty$ точки a_s, D и a_{2-s} совпадают с a_∞. В том, что вспомогательная окружность проходит

Для того чтобы найти две соответственных точки a_s и a_{2-s} и соответственную точку D, достаточно лишь провести луч через точку F, который и пересечет окружности в этих трех точках.

Вращающие моменты M_m и M_g прямого и обратного полей могут быть легко найдены по круговой диаграмме многофазной машины. На фиг. 60 еще раз начерчена диаграмма и проведена нулевая линия $a_0 a_\infty$ вращающего момента симметричной многофазной машины. Опустив из a_s перпендикуляр на линию $\overline{a_0 M}$, получим согласно разделу B5c отрезок q_s', который, будучи умножен на $m_1 U$ (для двухфазной машины на $2U$), определит внутреннюю мощность N_i симметричной многофазной машины при скольжении s. Аналогично отрезок q_{2-s}' перпендикуляра из точки a_{2-s} на линию $\overline{a_0 M}$ равен внутренней мощности N_i при скольжении $(2-s)$. В случае конденсаторной машины, питаемой от однофазной сети с напряжением U, ток прямой последовательности равен I_{am}, тогда как ток многофазной машины с симметричным питанием при том же числе оборотов равен UY_m. Поэтому отрезок q_s' нужно для определения внутренней мощности, соответствующей вращающему моменту прямого поля, умножить еще на отношение квадратов этих токов. То же самое относится и к определению момента обратного поля. Таким образом, воспользовавшись ур. (141a и b), найдем

$$M_m = \frac{m_1 U q_s'}{2\pi n_1}\left(\frac{b}{2a}\right)^2 \qquad (143a)$$

и

$$M_g = \frac{m_1 U q_{2-s}'}{2\pi n_1}\left(\frac{c}{2a}\right)^2, \qquad (143b)$$

Фиг. 60. Пояснение к ур. (143a и b).

где a, b, c — величины векторов $\dot{a}$, $\dot{b}$ и $\dot{c}$ фиг. 59.

Если отрезки q_s' и q_{2-s}' измерены в амперах, U выражено в вольтах и n_1 в об/мин, то моменты получаются в джоулях (1 J = 0,102 kgm).

Все соотношения в разделах c и d мы получили для двухфазной машины по схеме фиг. 53, *a*. Вывод соответственных формул для трехфазной машины может быть произведен аналогичным путем. Мы ограни-

---

через центр главной, легко убедиться, соединив точки a_1 и a_∞ с M и проведя касательные через точки a_1 и a_∞, которые пересекутся в точке F. Через точки M и D проходит перпендикуляр в середине отрезка $\overline{a_s a_{2-s}}$, продолжение которого попадает в точку F. Таким образом $\overline{MF}$ является диаметром вспомогательной окружности.

На фиг. 59 сплошной линией показана только внутренняя часть вспомогательной окружности K, так как только она имеет значение. Если точка a_s перемещается по главной окружности K от a_1 по более длинной дуге $(1 \to s \to \infty)$, то точка a_{2-s} перемещается от a_1 до a_∞ по более короткой дуге. Обратное явление получается при перемещении a_s от a_1 до a_∞ по более короткой дуге. С увеличением скольжения s от $-\infty$ (точка a_∞) до $s=1$ (точка a_1) точка D перемещается по вычерченной сплошной линией части вспомогательной окружности от a_∞ до a_1. При дальнейшем увеличении скольжения $1 \to s \to \infty$ точка D совершает обратный путь и при $s = +\infty$ снова попадает в точку a_∞.

чимся лишь приведением результатов для схемы фиг. 55, *а*. Обозначим передаточное число через

$$\ddot{u}=\frac{U+U_Z}{U}, \tag{144}$$

статорные токи прямой последовательности через

$$\dot{I}_{\mathrm{I}m}=\eta\dot{I}_{\mathrm{II}\,m}=\zeta\dot{I}_{\mathrm{III}\,m} \tag{145a}$$

и токи обратной последовательности через

$$\dot{I}_{\mathrm{I}g}=\zeta\,\dot{I}_{\mathrm{II}\,g}=\eta\dot{I}_{\mathrm{III}\,g}, \tag{145b}$$

где для сокращения

$$\eta=\varepsilon^{j\frac{2\pi}{3}}, \tag{145c}$$

$$\zeta=\varepsilon^{-j\frac{2\pi}{3}}. \tag{145d}$$

Тогда, например, для токов в фазе *II* получатся выражения

$$\dot{I}_{\mathrm{II}\,m}=-\frac{\dot{U}\dot{Y}_m}{1-\zeta}\cdot\frac{\dot{Y}_g+[1-\zeta+\ddot{u}(\zeta-\eta)]\,\dot{Y}_K}{3\dot{Y}_K+\dot{Y}_m+\dot{Y}_g}, \tag{146a}$$

$$\dot{I}_{\mathrm{II}}=-\frac{\dot{U}\dot{Y}_g}{1-\eta}\cdot\frac{\dot{Y}_m+[1-\eta+\ddot{u}(\eta-\zeta)]\,\dot{Y}_K}{3\,\dot{Y}_K+\dot{Y}_m+\dot{Y}_g}. \tag{146b}$$

Приведенный выше графический метод определения токов и вращающих моментов двухфазной машины, показанный на фиг. 59, остается в силе и для трехфазной машины, если положить на фиг. 59 вектор $\overline{O\dot{A}}=1{,}5\dot{Y}_K\dot{U}$ и вектор $\overline{A\dot{C}}=-\overline{A\dot{B}}=j\sqrt{3}\left(\ddot{u}-\frac{1}{2}\right)\dot{Y}_K\dot{U}$. Токи и вращающие моменты схемы фиг. 55, *а* определяются точно так же, как и для схемы фиг. 53, *а*, с помощью ур. (141a и b).

е) Холостой ход и неподвижное состояние. С помощью диаграммы фиг. 59 можно получить наглядное представление о рабочих свойствах при холостом ходе и неподвижном состоянии.

Если емкость конденсатора и передаточное число на схемах фиг. 51, *а*, 53, *а* и 55, *а* взяты такими, что чисто вращающееся поле имеет место при номинальной нагрузке, то вектор $\dot{c}$ на фиг. 59 должен быть при этом равен нулю.[1] Следствием этого является то, что при х о л о с т о м х о д е вектор $\dot{c}$, а вместе с тем согласно ур. (141b) и ток $\dot{I}_{ag}$ обратной последовательности получают относительно большое значение. При этом нужно иметь в виду, что обратное поле вызывает в роторе потери, пропорциональные I_{2g}^2 [ур. (137 b)]. Поэтому, если двигатель не работает длительно при номинальной нагрузке, а его мощность колеблется между номинальной нагрузкой и холостым ходом, целесообразно отказаться от вполне симметричной работы при номинальной нагрузке и взять емкость и передаточное число такими, чтобы точка *С* на фиг. 59

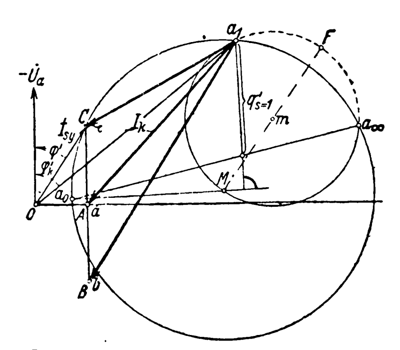
[1] Емкость и передаточное число на фиг. 59 взяты такими, что н и п р и к а к о й нагрузке не получается чистое вращающееся поле.

лежала между точками a_0 и a_{sN} приблизительно в том месте окружности, которое соответствует $^2/_3$ номинальной нагрузки.[1]

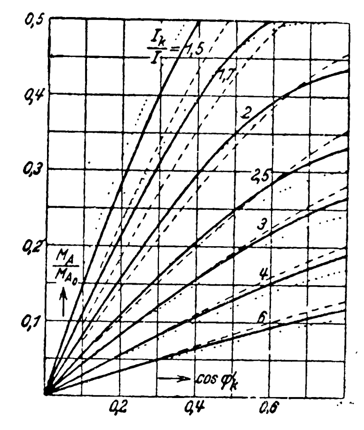
Начальный момент конденсаторной машины, отрегулированной на чистое вращающееся поле при номинальной, или некоторой части от номинальной, нагрузке, значительно меньше, чем у многофазной машины. При неподвижном состоянии начала векторов $\dot{a}$, $\dot{b}$ и $\dot{c}$ совпадают с точкой a_1 (фиг. 61) и на основании ур. (143), (138) и (139a и b) начальный момент имеет величину

$$M_A = \frac{b^2 - c^2 m_1 U_a q'_{s=1}}{4a^2 \; 2\pi n_1}. \tag{147}$$

Если конденсаторная машина отрегулирована на симметричную работу при первичном токе $\dot{I} = \dot{I}_{sy}$ многофазной машины соответственно углу φ' и если $\dot{I}_k$ — первичный ток многофазной машины при неподвижном роторе (фазовый угол φ'_k), то путем



Фиг. 61. Пояснение к ур. (147).



Фиг. 62. Начальный момент, отнесенный к начальному моменту многофазной машины в функции $\cos\varphi'_k$ многофазной машины, при различных отношениях тока короткого замыкания многофазной машины I_k к I [ур. (148)] — $\cos\varphi' = 0{,}8$; — — — 0,9; .... 0,7.

простых геометрических соотношений из фиг. 61 начальный момент конденсаторной машины, отнесенный к начальному моменту $M_{A0} = mU_a q'_{s=1}$ многофазной машины, получается равным

$$\frac{M_A}{M_{A0}} = \frac{\frac{I_k}{I}\cos\varphi'_k \cos\varphi'}{\left(\frac{I_k}{I}\right)^2 + \sin^2\varphi' - 2\frac{I_k}{I}\sin\varphi'_k \sin\varphi'}. \tag{147a}$$

На фиг. 62 сплошные кривые определяют это отношение при $\cos\varphi' = 0{,}8$ в функции от φ'_k при различных значениях $\frac{I_k}{I}$. Влияние

[1] В общем случае точка холостого хода конденсаторной машины лежит на круговой диаграмме несколько выше, чем точка a_0 для многофазной машины. Хотя момент прямого поля как раз в точке a_0 равен нулю, но согласно ур. (143b) здесь имеет место небольшой (отрицательный) момент обратного поля, который, например, для двухфазной конденсаторной машины по фиг. 57, a, b и c составляет 5% опрокидывающего момента.

коэфициента мощности $\cos\varphi'$, при котором имеет место симметричная работа, весьма мало. Кривые, вычерченные черточками, дают отношение для $\cos\varphi' = 0{,}9$, пунктирные кривые — для $\cos\varphi' = 0{,}7$. Чем меньше отношение $\frac{I_k}{I}$ и чем больше коэфициент мощности $\cos\varphi_k'$, тем большую величину имеет начальный момент конденсаторной машины.

Из кривых фиг. 62 видно, что начальный момент конденсаторной машины составляет лишь относительно небольшую долю начального момента многофазной машины. Например, при $\cos\varphi_k' = 0{,}4$, $\cos\varphi' = 0{,}8$ и $\frac{I_k}{I} = \frac{I_k}{I_{sy}} = 4$ отношение $\frac{M_A}{M_{A_0}} \approx 0{,}11$. Для получения моментов большей величины необходимо добавлять емкость на время пуска.

Если оставить прежнее передаточное число, но увеличить емкость конденсатора от необходимой при симметричной работе величины K до значения K_A, то точка C на фиг. 61 должна будет лежать на продолжении тока $\dot{I}_{sy}$, при котором наступает симметричная работа. Если для этого случая обозначить через

$$\dot{I} = \frac{K_A}{K}\dot{I}_{sy} \tag{148}$$

увеличенный в отношении емкостей ток $\dot{I}_{sy}$, при котором наступает симметричная работа, то сохраняется в силе ур. (147a) и отношение начальных моментов конденсаторной и многофазной машины может быть опять найдено по кривым фиг. 62. Если в нашем примере удвоить емкость, то согласно фиг. 62 при $\frac{I_k}{I} = 2$ отношение $\frac{M_A}{M_{A_0}} \approx 0{,}3$, т. е. начальный момент возрастет почти в три раза.

Отношение $\frac{I_k}{I}$, при котором при неизменной величине передаточного числа $\ddot{u}$ имеет место наибольший возможный начальный момент, согласно ур. (147a) и приравнивая

$$\frac{\partial\left(\frac{M_A}{M_{A_0}}\right)}{\partial\left(\frac{I_k}{I}\right)} = 0$$

получается равным $\frac{I_k}{I} = \sin\varphi'$. Тогда согласно ур. (147a) максимальное значение отнесенного к M_{A_0} начального момента и согласно ур. (148) необходимая для этого емкость K_A получаются равными

$$\frac{M_{A\,\max}}{M_{A_0}} = \frac{\cos\varphi_k'}{2(1-\sin\varphi_k')}\cdot\operatorname{ctg}\varphi', \tag{149a}$$

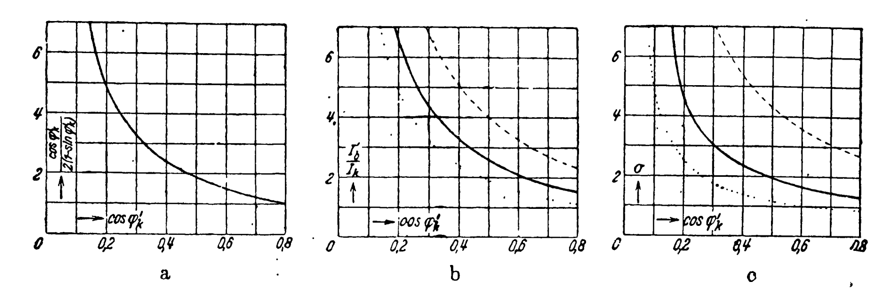
$$K_{A\,\max} = \frac{I_k}{I_{sy}\sin\varphi'}K. \tag{149b}$$

Не считая фазового угла φ', при котором наступает симметричная работа, отношение вращающих моментов зависит еще только от угла φ_k'

при неподвижном роторе многофазной машины. На фиг. 63, a показано отношение

$$\frac{\cos \varphi'_k}{2(1 - \sin \varphi'_k)}.$$

Для $\cos \varphi' = 0{,}707$, т. е. $\operatorname{ctg} \varphi' = 1$, это отношение представляет собой одновременно [согласно ур. (149 a)] наибольший возможный начальный момент конденсаторной машины, достигаемый с помощью увеличения емкости конденсатора. Из фиг. 63, a видно, что начальный момент конденсаторной машины, особенно при малых значениях $\cos \varphi'_k$, для которых он (фиг. 62) без увеличения емкости весьма мал, сильно возрастает с увеличением емкости конденсатора и может достигать значений, превышающих момент трехфазной машины. В нашем примере наибольший начальный момент получается согласно ур. (149a и b) при пусковой емкости, в 6,67 раз большей нормальной рабочей. В этом случае



Фиг. 63. a — к определению максимального значения начального момента по ур. (149). При этом: b — ток в фазе b, отнесенный к току многофазной машины с таким же числом витков; c — потребляемая кажущаяся мощность, отнесенная к потребляемой кажущейся мощности многофазной машины — $\cos \varphi' = 0{,}8$, — — — 0,9, . . . 0,7.

$\frac{M_{A\max}}{M_{A_0}} = 3{,}20$, т. е. почти в 30 раз больше, чем без добавления емкости.

Нам остается еще найти ток в фазе b и общее потребление кажущейся мощности при этом высоком начальном моменте. При этом мы ограничимся в дальнейшем лишь схемой фиг. 53, a, не требующей трансформатора и имеющей наибольшее практическое значение. Для схемы фиг. 55, a метод расчета остается аналогичным.

Наибольшей наглядностью обладают процессы, происходящие при неподвижном двигателе, так как в этом случае токи обеих фаз статора и индуктированные ими токи ротора совершенно не зависят друг от друга, что непосредственно следует из того, что оси обмоток статорных фаз взаимно сдвинуты на половину полюсного деления.

Обозначив активное и реактивное сопротивления фазы a при неподвижном роторе через

$$R_k = Z_k \cos \varphi'_k \tag{150a}$$

и

$$X_k = Z_k \sin \varphi'_k, \tag{150b}$$

найдем сопротивления фазы b при наибольшем возможном начальном моменте

$$R_b = \frac{1}{\ddot{u}^2} R_k \tag{151a}$$

и

$$X_b = \frac{1}{\ddot{u}^2}(X_k - Z_k), \tag{151b}$$

так как согласно ур. (148) и (148 а) $I \sin\varphi' = I_k$, т. е. реактивное сопротивление конденсатора $X_{k_{A_{\max}}} = Z_k$. Кажущееся сопротивление фазы b

$$Z_b = \sqrt{R_b^2 + X_b^2} = \frac{Z_k}{\ddot{u}^2}\sqrt{2(1 - \sin\varphi_k')}\,. \tag{151c}$$

Тогда ток

$$I_b = \frac{\ddot{u}^2 U}{Z_k\sqrt{2(1 - \sin\varphi_k')}}\, I_k = \frac{\operatorname{ctg}^2\varphi'}{\sqrt{2(1 - \sin\varphi_k')}}\, I_k. \tag{151}$$

Для сравнения нагрева обмоток фаз a и b напишем отношение

$$\frac{I_b'}{I_k} = \frac{I_b}{\ddot{u} I_k} = \frac{\operatorname{ctg}\varphi'}{\sqrt{2(1 - \sin\varphi_k')}}\,. \tag{152}$$

Квадрат этого отношения равен отношению джоулевых потерь в обеих фазах. На фиг. 63, *b* сплошные кривые дают отношение, определяемое ур. (152) для $\cos\varphi' = 0{,}8$. Кривые, показанные черточками, относятся к $\cos\varphi' = 0{,}9$, пунктирные кривые — к $\cos\varphi' = 0{,}7$. Из фиг. 63, *b* видно, что особенно при малых значениях $\cos\varphi_k'$, для которого отношение $\frac{M_{A\max}}{M_{A_0}}$ согласно фиг. 63, *a* велико, ток фазы b значительно больше тока короткого замыкания многофазной машины. Отношение $\frac{I_b'}{I_k}$ растет с увеличением $\cos\varphi'$, при котором наступает симметричная работа.

Если подсчитать активную и реактивную составляющие тока I_b и сложить их с активной и реактивной составляющими тока в фазе a, то после простых преобразований получаем следующее выражение общего тока:

$$I = I_k\sqrt{\cos^2\varphi_k'\left[1 + \frac{\operatorname{ctg}^2\varphi'}{2(1 - \sin\varphi_k')}\right]^2 + \left[\sin\varphi_k' - \frac{\operatorname{ctg}^2\varphi'}{2}\right]^2}. \tag{153a}$$

Тогда общее потребление мощности, отнесенное к потреблению мощности многофазной машины,

$$\sigma = \frac{UI}{2UI_k} = \frac{1}{2}\,\frac{I}{I_k}\,. \tag{153b}$$

На фиг. 63, *c* показано отношение σ для коэфициентов мощности $\cos\varphi'$, равных 0,7, 0,8 и 0,9. Полная мощность сильно возрастает с уменьшением $\cos\varphi_k'$ и увеличением $\cos\varphi'$. В большинстве случаев большое потребление мощности ставит предел увеличению начального момента раньше, чем нагрев фазы b.

3. Методы пуска однофазного двигателя

а) Уравнение начального момента. Во многих случаях многофазное включение индукционного двигателя применяется только во время пуска. Как правило, при этом применяют двухфазную схему, при которой главная фаза a занимает $^2/_3$ окружности статора, так как при этом получается наилучшее использование однофазной машины. Вспомогательная фаза b закладывается в свободные пазы и занимает, таким образом, лишь треть окружности статора (фиг. 54, a). Необходимый сдвиг фаз токов в обеих фазах достигается включением последовательно с вспомогательной фазой либо конденсатора (как, например, в случае конденсаторной машины, раздел 2) либо активного сопротивления. То, что мы здесь еще раз возвращаемся к применению конденсатора, объясняется тем, что при рассмотрении пуска мы предполагали, что обе фазы отличаются друг от друга не обмоточными коэфициентами и не количеством меди, а лишь числами витков [Р 7].

При неподвижном роторе ($s=1$) ур. (139 b) для вращающего момента несимметричной многофазной машины будет иметь вид

$$M = \frac{m_2 R_2}{\Omega_1}\left(I_{2m}^2 - I_{2g}^2\right). \qquad (154)$$

Для определения токов I_{2m} и I_{2g} выведем уравнение напряжений для ротора при его неподвижном состоянии. Из многофазной роторной обмотки мы выделим при этом лишь одну фазу, ось которой мы приведем в совпадение с осью статорной фазы a. Тогда оба уравнения напряжения для ротора соответственно прямому и обратному полям будут

$$0 = -(R_2 + jX_2)\dot{I}_{2m} - jX_{a_2}\dot{I}_a - X_{b_2}\dot{I}_b, \qquad (155a)$$

$$0 = -(R_2 + jX_2)\dot{I}_{2g} - jX_{a_2}\dot{I}_a + X_{b_2}\dot{I}_b, \qquad (155b)$$

где

$$X_2 = X_{2h} + X_{2\sigma} \qquad (156a)$$

представляет собой общее реактивное сопротивление одной фазы многофазной роторной обмотки [ур. (244 а) и (245)]. Величины

$$X_{a_2} = \frac{w_2\xi_2}{w_a\xi_a}X_{ah} \qquad (156b)$$

и

$$X_{b_2} = \frac{w_2\xi_2}{w_b\xi_b}X_{bh} \qquad (156c)$$

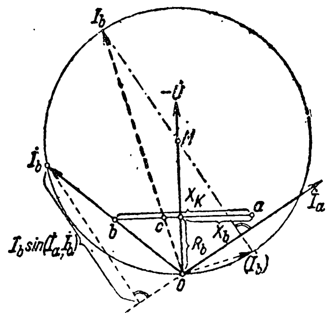
являются реактивными сопротивлениями взаимной индукции между фазой a и роторной обмоткой и фазой b и роторной обмоткой. Наконец, X_{ah} и X_{bh} представляют собой реактивные сопротивления фаз статора соответственно одному из обоих вращающихся полей, на которые мы разлагаем пульсирующее поле фазы. В разделе 1 это реактивное сопротивление „главной“ фазы мы обозначали через X_{1h}. Величины X_{ah} и X_{bh} определяются из ур. (244 а) по обмоточным коэфициентам и числам витков обеих фаз.

Решая ур. (155a и b) относительно $\dot{I}_{2m}$ и $\dot{I}_{2g}$, найдя их величины[1] и разность их квадратов, подставляем в ур. (154) и получаем

$$M \doteq \frac{m_2 R_2}{\Omega_1} \frac{4X_{a_2} X_{b_2}}{R_2^2 + X_2^2} I_a I_b \sin(\dot{I}_a, \dot{I}_b). \qquad (156)$$

Так как I_a и I_b друг от друга не зависят, то вопрос о величине начального момента при определенном значении включенного последовательно с вспомогательной фазой емкостного, индуктивного или безиндукционного сопротивления решается просто.

b) Конденсатор в вспомогательной фазе. Рассмотрим сперва последовательное соединение вспомогательной фазы с конденсатором (фиг. 54, *a*). Пусть на фиг. 64 $\dot{I}_a$ изображает вектор тока в фазе *a* при неподвижном роторе. Обозначим через R_b и X_b общие активное и реактивное сопротивления обмотки *b* при неподвижном короткозамкнутом роторе и через X_K — реактивное сопротивление конденсатора. Отложив R_b от точки O в направлении $-\dot{U}$ и $X = X_b - X_K$ перпендикулярно к нему и притом влево, если X отрицательно (точка *b*), получим вектор тока $\dot{I}_b$ в фазе *b*. Величина $I_b = \frac{U}{\sqrt{R_b^2 + X^2}}$. Если изменять X путем изменения реактивного сопротивления X_K, т. е. путем изменения емкости конденсатора, то на основании раздела I 2c тома II конец вектора тока I_b будет перемещаться по окружности, центр которой лежит на $-\dot{U}$ и диаметр которой равен $\frac{U}{R_b}$, т. е. току I_b при $X = X_b - X_K = 0$.



Фиг. 64. Пуск в ход при помощи конденсатора (или дроссельной катушки) в вспомогательной фазе.

Согласно ур. (156) начальный момент пропорционален длине перпендикуляра из конца вектора $\dot{I}_b$ на $\dot{I}_a$. Для данного числа витков фазы *b* он достигает максимального значения в том случае, когда перпендикуляр проходит через центр окружности M (показанный черточками на фиг. 64 вектор $\dot{I}_b$). Необходимая для этого емкость определяется по реактивному сопротивлению $X_K = \overline{ac}$ (фиг. 64). В этом случае

$$\sin(\dot{I}_a, \dot{I}_b) = \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi_k'}{2}\right), \qquad (156')$$

где φ_k' — угол между $\dot{I}_a$ и $-\dot{U}$.

Относительно выбора числа витков w_b следует сказать следующее:

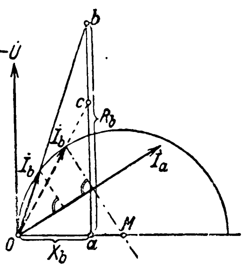
Величины R_b и X_b пропорциональны w_b^2, если имеющееся в распоряжении обмоточное пространство всегда использовано одинаково

[1] При нахождении величин удобнее всего разлагать токи $\dot{I}_{2m}$ и $\dot{I}_{2g}$ на составляющие по направлению $\dot{I}_a$ и по направлению, перпендикулярному $\dot{I}_a$.

(в отношении сечения меди). Если изменять X_K также пропорционально w_b^2, то диаграмма фиг. 64 сохраняется, но масштаб тока необходимо будет умножить на $\frac{1}{w_b^2}$. Если еще принять во внимание, что с увеличением числа витков величина X_{b_2} в ур. (156) пропорциональна w_b [в ур. (156с) X_{bh} пропорционально w_b^2], то очевидно, что начальный момент обратно пропорционален числу витков w_b.

с) Увеличение активного сопротивления вспомогательной фазы. Сдвиг фаз между токами вспомогательной и главной фазы может быть получен также с помощью включения в вспомогательную цепь статора активного или индуктивного сопротивления. Однако получаемый в этом случае, при том же токе в вспомогательной фазе, начальный момент значительно меньше, чем при схеме с конденсатором. В случае включения индуктивного сопротивления ток и момент могут быть найдены с помощью диаграммы фиг. 64, если к X_b прибавить еще добавочное реактивное сопротивление. Наибольший начальный момент получается при токе $(\dot{I}_b)$.

Большой практической ценностью обладает увеличение активного сопротивления R_b вспомогательной фазы. Геометрическое место конца вектора тока $\dot{I}_b$ показано для этого случая на фиг. 65. Центр окружности лежит на оси абсцисс, диаметр ее равен $\frac{U}{X_b}$. Начальный момент и здесь пропорционален произведению I_a на длину перпендикуляра из конца $\dot{I}_b$ на $\dot{I}_a$. Он достигает наибольшего значения, когда продолжение этого перпендикуляра проходит через центр окружности. Необходимая для этого величина активного сопротивления равна отрезку $\overline{ac}$ (фиг. 65). В этом случае



Фиг. 65. Пуск в ход при помощи активного сопротивления в вспомогательной фазе.

$$\sin(\dot{I}_a, \dot{I}_b) = \sin\frac{\varphi_k'}{2}. \qquad (156'')$$

Для выбора числа витков вспомогательной фазы остаются в силе те же соотношения, которые были приведены в конце раздела b, т. е. ток в вспомогательной фазе пропорционален $\frac{1}{w_b^2}$ и вращающий момент пропорционален $\frac{1}{w_b}$. Таким образом для получения бо́льшего начального момента нужно брать малое число витков w_b.

Схемы, у которых сопротивления включаются как в вспомагательную, так и в главную фазы (например, в главную фазу включено активное сопротивление, а в вспомогательную — реактивное сопротивление), могут быть исследованы аналогичным методом.

Были попытки достигнуть больших начальных моментов, при которых вспомогательная фаза сдвигалась по отношению к главной не на половину полюсного деления, а на другую более благоприятную в отношении момента величину. Однако исследования [Л. 46] показали, что

преимущества здесь столь ничтожны, что не оправдывают затруднений, возникающих при техническом выполнении обмотки подобного двигателя.

При пуске двигателя с помощью безиндукционного или индуктивного сопротивления, включаемого в вспомогательную фазу, ее по окончании пуска выключают. Сопротивление может тогда заключаться в самой вспомогательной фазе, обмотка которой в этом случае изготовляется из металла с высоким удельным сопротивлением (железо). В схемах с конденсатором обычно после пуска часть емкости отключается с помощью центробежного регулятора. Оставшаяся в вспомогательной фазе часть емкости способствует при работе увеличению коэфициента мощности и к. п. д. [Л. 44].

4. Индукционная машина с промежуточным ротором

Недостатками однофазной индукционной машины являются низкий коэфициент мощности, малый начальный и опрокидывающий моменты и значительное ограничение пределов регулирования числа оборотов с помощью включаемых в цепь ротора сопротивлений. Все эти недостатки можно устранить, если создать в воздушном зазоре синхронно вращающееся поле постоянного тока и ослабить обратное поле статорной обмотки, прежде чем оно достигнет ротора. Для этой цели можно поместить в увеличенный воздушный зазор между статором и ротором промежуточный ротор, на котором имеются обмотка возбуждения постоянного тока, питаемая через кольца, и многофазная короткозамкнутая обмотка. Тело ротора снабжено пазами, в которые заложены обмотки.

Промежуточный ротор принимает на себя намагничивание индукционной машины. При перевозбуждении он может компенсировать реактивную мощность полей рассеяния и даже отдавать намагничивающий реактивный ток в сеть. Многофазная короткозамкнутая обмотка промежуточного ротора ослабляет обратное поле однофазной статорной обмотки. Тогда основной ротор подвергается действию лишь вращающегося (прямого) поля и число его оборотов может регулироваться путем введения сопротивлений в цепь ротора. Короткозамкнутая обмотка промежуточного ротора может и отсутствовать, если обмотка постоянного тока выполнена многофазной, например, трехфазной, причем две фазы (для возбуждения постоянного тока) соединяются параллельно [Л. 49].

Работа машины происходит следующим образом:

При отключенном возбуждении постоянного тока и разомкнутой цепи ротора (основного) сперва разворачивается промежуточный ротор (как обычный ротор с обмоткой в виде беличьей клетки) с помощью вспомогательной фазы статора (см. раздел 3). Он вращается вхолостую и достигает почти синхронной скорости. При возбуждении промежуточного ротора постоянным током он впадает в синхронизм с прямым полем статора. Обратное поле статора заглушается короткозамкнутой обмоткой промежуточного ротора. После этого можно пустить основной ротор обычным образом, например, с помощью сопротивления в цепи ротора и начать регулирование его оборотов. Для получения нескольких ступеней регулирования можно взять статор с переключением числа

полюсов или включить машину в каскад с многофазным двигателем (см. раздел L 5). Подробности, относящиеся к этой специальной машине, строящейся, главным образом, для электрифицированных железных дорог дальнего следования, можно найти в специальной литературе [Л. 49 и 50].

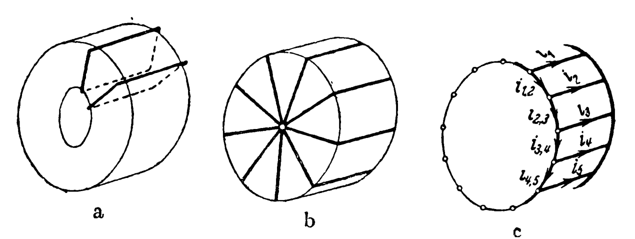
5. Фазовый преобразователь

Однофазная индукционная машина может быть также использована для преобразования однофазного тока в многофазный. В этом случае на статоре имеется однофазная и многофазная обмотки, которые могут быть также соединены друг с другом, а ротор, как правило, имеет обычную обмотку в виде беличьей клетки. Согласно разделу 1 при работе машины в качестве однофазного двигателя образуется тем более совершенное вращающееся поле, чем меньше активное и реактивное (от рассеяния) сопротивления роторной обмотки. Это вращающееся поле индуктирует в многофазной обмотке статора многофазные напряжения, которые могут служить, например, для привода многофазных индукционных двигателей. Теория этого преобразователя весьма подробно исследована Брюдерлинком (Brüderlink), к статье которого [Л. 51] мы и отсылаем интересующихся. Применяя промежуточный ротор (раздел 4), можно значительно улучшить рабочие свойства фазового преобразователя.

D. КОРОТКОЗАМКНУТЫЙ РОТОР

1. Ротор в виде беличьей клетки

В своей простейшей форме короткозамкнутый ротор состоит из заложенных в пазы стержней. Число стержней равно числу пазов N_2



Фиг. 66. Эволюция ротора в виде беличьей клетки.

ротора. По обеим торцевым сторонам ротора стержни соединены между собой замыкающими их накоротко кольцами (фиг. 66,*c*). Подобная конструкция называется ротором в виде беличьей клетки [P8].

Клетку можно рассматривать как многофазную обмотку, имеющую N_2 фаз, причем каждая фаза состоит здесь из одного стержня. Это легко понять, если представить себе, что отдельные стержни путем дополнения их проходящими через внутреннее отверстие ротора соединениями превращены в замкнутые на себя кольцевые витки (фиг. 66,*a*). Мы получаем тогда многофазную обмотку с N_2 замкнутыми на себя фазами. Сумма токов, создаваемых в этой обмотке синусоидальным вращающимся

полем, как правило, [1] в каждый момент равна нулю и поэтому можно отказаться от проходящих внутри ротора проводников, соединив все стержни по обеим сторонам ротора в общую (узловую) точку (фиг. 66, *b*). Клетка отличается от такой обмотки лишь тем, что в ней узловые точки заменены кольцеобразными проводниками, представляющими собой соединенное в N_2-угольник сопротивление (фиг. 66, *c*).

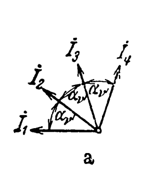
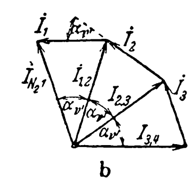
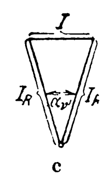
Если считать, что основная гармоника поля воздушного зазора, индуктирующего токи в клетке, имеет длину волны, равную всей длине окружности ротора, то индуктированные ν'-й гармоникой поля воздушного зазора токи в стержнях $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \ldots, \dot{I}_{N_2}$ (фиг. 66, *e*) [2] сдвинуты по фазе на угол (фиг. 67, *a*)

$$\alpha_{\nu'} = \nu' \frac{2\pi}{N_2}. \tag{157}$$

Если статорная обмотка имеет p пар полюсов, то для основной гармоники $\nu' = p$ (см. раздел F стр. 134 и 138).

Кольцевые сегменты представляют собой сопротивление, соединенное в многоугольник. Токи в стержнях $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \ldots, \dot{I}_{N_2}$ являются линейными токами этого соединения многоугольником и поэтому для тока в n-м стержне имеет место соотношение

$$\dot{I}_n = \dot{I}_{n-1,\,n} - \dot{I}_{n,\,n+1}, \tag{158a}$$

a b c

Фиг. 67. Ток в стержне и ток в кольце ротора в виде беличьей клетки.

которое может быть также непосредственно получено из фиг. 66, *c*. Вследствие симметрии клетки токи в находящихся рядом кольцевых сегментах также сдвинуты по фазе на угол $\alpha_{\nu'}$, и поэтому векторная диаграмма токов имеет вид, показанный на фиг. 67, *b*. Обозначив через I эффективное значение тока в стержне, вызванного ν'-й гармоникой статорной обмотки, а через I_R — эффективное значение тока в кольцевом сегменте, на основании фиг. 67, *c* получим

$$I_R = \frac{I}{2\sin\frac{\alpha_{\nu'}}{2}}. \tag{158}$$

Приводя сопротивление R_R отдельного кольцевого сегмента к соединению звездой, в которую соединены стержни, имеющие каждый сопротивление R_S (фиг. 66, *c*), получим общее приведенное к звезде сопротивление $R_{2\nu'}$ одной фазы ротора из уравнения мощностей

$$N_2 R_S I^2 + 2N_2 R_R I_R^2 = N_2 R_{2\nu'} I^2. \tag{159a}$$

[1] Особые случаи показаны на фиг. 94, *a* и *b*.

[2] В разделах 1 и 2 для наглядности отброшен необходимый, собственно говоря, при обозначении токов индекс ν'.

Отсюда

$$R_{2\nu'} = R_S + \frac{R_R}{2 \sin^2 \frac{\alpha_{\nu'}}{2}}, \qquad (159)$$

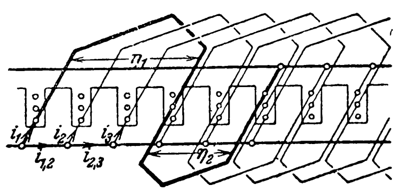
при этом мы пренебрегаем влиянием вытеснения тока (scineffect'а) в обмотке ротора, зависящим от круговой частоты $s_{\nu'}\omega$ [ур. (220а)].

Для основной гармоники $\nu' = p$ общее приведенное к звезде сопротивление одной фазы составляет

$$R_2 = R_S + \frac{R_R}{2 \sin^2 \frac{\pi p}{N_2}}. \qquad (159')$$

2. Короткозамкнутый ротор с несколькими стержнями на фазу

а) Число проводников в пазу равно числу проводников в фазе. Между лобовыми короткозамкнутыми кольцами может лежать вместо одного несколько (z) последовательно соединенных стержней (или проводников). Такие обмотки применяются в том случае, когда обмоточный коэфициент вторичной обмотки, который для клетки с нескошенными пазами (см. раздел F1c) равен единице, должен для определенных гармоник кривой поля быть меньше единицы. Чтобы отдельные фазы обмотки получились одинаковыми, для каждой фазы должны быть взяты одни и те же шаги по пазам $\eta_1, \eta_2, \ldots, \eta_{z-1}$. Обычно в каждом пазу укладывают друг над другом или рядом z стержней, как это показано, например, для $z = 3$ на фиг. 68 (стержни уложены друг над другом). Так как токи стержней, лежащих в одном и том же пазу, сдвинуты по фазе друг от друга, то реактивное сопротивление от рассеяния зазора и рассеяния пазов в этом случае значительно меньше, чем при одном стержне в пазу (см. раздел G 2b). Угол сдвига фаз между токами соседних стержней определяется тем же ур. (157). Также остаются справедливыми и ур. (158) и (159), причем R_S обозначает здесь сопротивление одной фазы между обоими короткозамкнутыми кольцами.



Фиг. 68. Короткозамкнутая обмотка с 6 стержнями на паз и фазу.

При **четном** числе стержней в фазе концы фазы расположены на одной и той же стороне ротора. В этом случае они могут быть соединены между собой с помощью лишь одного кольца, как это показано на фиг. 69, *а* для $z = 2$. Общий ток, отходящий тогда от n-й точки присоединения, равен

$$i'_n = i_n - i_{n-\eta}, \qquad (160a)$$

где η — ширина катушки, выраженная числом пазовых делений. Например, на фиг. 69, *а* при $\eta = 3$ мы получаем $i'_4 = i_4 - i_{4-3} = i_4 - i_1$. Эффективное значение этого тока согласно фиг. 69, *b*

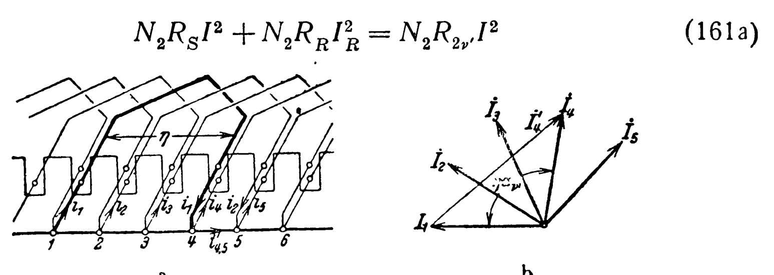
$$I' = 2I \sin \eta \frac{\alpha_{\nu'}}{2}, \qquad (160b)$$

а эффективное значение тока в кольцевом сегменте (например, тока i'_{4-5} на фиг. 69, *a*)

$$I_R = \frac{I'}{2 \sin \frac{\alpha_{\nu'}}{2}} = \frac{\sin \eta \frac{\alpha_{\nu'}}{2}}{\sin \frac{\alpha_{\nu'}}{2}} I. \tag{160}$$

Из уравнения мощностей

$$N_2 R_S I^2 + N_2 R_R I_R^2 = N_2 R_{2\nu'} I^2 \tag{161a}$$



a b

Фиг. 69 *a* — короткозамкнутая обмотка с 2 стержнями на паз и фазу; *b* — диаграмма токов.

легко найти общее сопротивление одной фазы, приведенное к соединению звездой

$$R_{2\nu'} = R_S + \frac{\sin^2 \eta \frac{\alpha_{\nu'}}{2}}{\sin^2 \frac{\alpha_{\nu'}}{2}} R_R, \tag{161}$$

где R_S — сопротивление одной фазы между точками присоединения к кольцу и R_R — сопротивление части кольца между соседними ответвлениями.

Ур. (161) остается справедливым также и для случая, когда в каждой фазе и в каждом пазу лежит произвольное четное число стержней z, если под η понимать результирующий шаг по пазам $\eta = \eta_1 + \eta_2 + \ldots \eta_{z-1}$.

Если $\eta = \frac{N_2}{2p}$ (ширина катушки равна полюсному делению статорной обмотки), то для основной гармоники статорной обмотки ($\nu' = p$)

$$R_2 = R_S + \frac{R_R}{\sin^2 \frac{\pi p}{N_2}}. \tag{161'}$$

Фиг. 70. Короткозамкнутая обмотка без колец с 2 стержнями на паз и фазу.

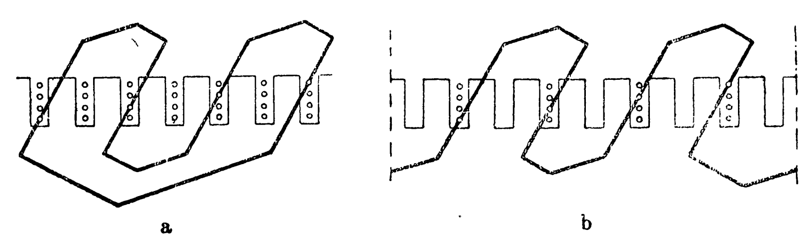
При четном числе проводников на фазу отдельные фазы могут быть замкнуты на себя и без применения колец, как показано на фиг. 70 для $z = 2$ и на фиг. 71, *a* и *b* для $z = 4$. В этом случае сопротивление каждой короткозамкнутой цепи $R_2 = R_S$.

b) В каждом пазу имеется только один стержень. Короткозамкнутая обмотка с несколькими проводниками на фазу может быть при соответственном выборе шагов η_1, $\eta_2 \ldots$ выполнена и с одним стержнем

в пазу. В этом случае число пазов N_2 должно делиться на число z стержней одной фазы. Число фаз здесь равно $\frac{N_2}{z}$ и угол между расположенными рядом фазами

$$\beta_{\nu'} = z\alpha_{\nu'} = \nu' z \frac{2\pi}{N_2}. \tag{162}$$

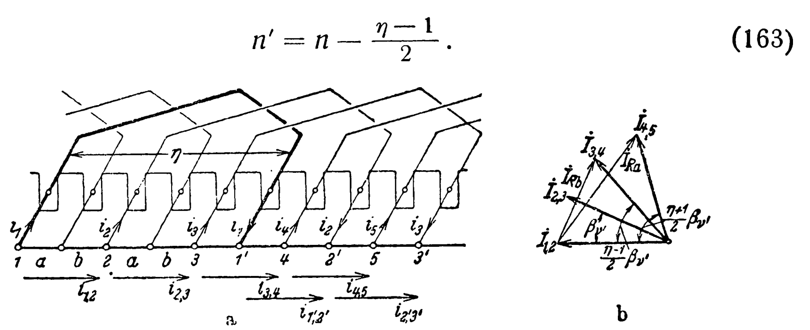
Вследствие увеличенного по сравнению с многослойной обмоткой рассеяния пазов эта обмотка имеет меньшее практическое значение. Она



Фиг. 71. Короткозамкнутые обмотки без колец с 4 стержнями на паз и фазу.

показана на фиг. 72, a для $z = 2$ и $\eta = 5$. Точки ответвления, от которых отходят токи i_1, $i_2 \ldots$, обозначены через 1, 2..., те же точки, к которым эти точки притекают, через 1', 2'... Тогда расположенная между точками n и $n+1$ точка ответвления будет иметь обозначение

$$n' = n - \frac{\eta - 1}{2}. \tag{163}$$



Фиг. 72. a — короткозамкнутая обмотка с 2 стержнями на фазу и 1 стержнем на паз; b — диаграмма токов.

Точки в кольцевых сегментах могут быть найдены как результирующие токов, которые определяются притекающими к кольцу и отходящими от него токами стержней. Между точками n и $n+1$ протекает ток кольца $i_{n,n+1}$, между точками $n' - 1$ и n' — ток $i_{n'-1,n'}$ и между точками n' и $n' + 1$ — ток $i_{n',n'+1}$. Поэтому в кольцевых сегментах протекают попеременно токи $i_{n,n+1} - i_{n'-1,n'}$ и $i_{n,n+1} - i_{n',n'+1}$. Ток $i_{n'-1,n'}$ сдвинут по фазе от тока $i_{n'+1,n'}$ на угол [см. ур. (163a)].

$$\beta_a = [n - (n' - 1)]\beta_{\nu'} = \frac{\eta + 1}{2}\beta_{\nu'}. \tag{163b}$$

Ток $i_{n',n'+1}$ сдвинут от $i_{n,n+1}$ на угол

$$\beta_b = [n - n']\,\beta_{\nu'} = \frac{\eta - 1}{2}\,\beta_{\nu'}. \tag{163c}$$

Таким образом согласно фиг. 72, *b* токи в кольцевом сегменте *a* (между n и n') и в кольцевом сегменте *b* (между n' и $n+1$) равны

$$I_{Ra} = 2I_R \sin\frac{(\eta + 1)\,\beta_{\nu'}}{4}, \tag{164a}$$

$$I_{Rb} = 2I_R \sin\frac{(\eta - 1)\,\beta_{\nu'}}{4}, \tag{164b}$$

где

$$I_R = \frac{I}{2\sin\frac{\beta_{\nu'}}{2}} \tag{164}$$

является эффективным значением составляющих токов $i_{n,n+1}$ и $i_{n',n'+1}$ в кольцевом сегменте и I — ток стержня. Из уравнения мощностей

$$\frac{N_2}{2} R_S I^2 + \frac{N_2}{2} R_R (I_{Ra}^2 + I_{Rb}^2) = \frac{N_2}{2} R_{2\nu'} I^2 \tag{165a}$$

определяется приведенное к звезде сопротивление фазы

$$R_{2\nu'} = R_S + \left[\frac{\sin^2\frac{(\eta - 1)\,\beta_{\nu'}}{4}}{\sin^2\frac{\beta_{\nu'}}{2}} + \frac{\sin^2\frac{(\eta + 1)\,\beta_{\nu'}}{4}}{\sin^2\frac{\beta_{\nu'}}{2}}\right] R_R \approx$$

$$\approx R_S + 2\,\frac{\sin^2\frac{\eta\beta_{\nu'}}{4}}{\sin^2\frac{\eta\beta_{\nu'}}{2}}\,R_R. \tag{165}$$

Это уравнение остается также справедливым, если в каждой фазе имеется произвольное четное число стержней z, если под η понимать результирующий шаг $\eta = \eta_1 + \eta_2 + \ldots \eta_{z-1}$.

3. m_1-фазная эквивалентная обмотка

Для числовых подсчетов короткозамкнутую обмотку или вообще произвольную роторную обмотку можно заменить эквивалентной обмоткой с другим числом фаз m и другим произведением обмоточного коэфициента на число витков фазы. В общем случае для различных гармоник эквивалентные величины будут различными. Две обмотки можно по отношению к ν'-й гармонике назвать эквивалентными, если джоулевы потери, реактивные мощности рассеяния и амплитуды кривых возбуждения поля обеих обмоток одинаковы.

Эквивалентные величины мы будем снабжать штрихом и будем считать, что действительная обмотка является вторичной (индекс 2), а эквивалентная приведена к первичной обмотке (индекс 1).

Принимая во внимание, что пазы вторичной обмотки могут быть по отношению к пазам первичной обмотки скошены [коэфициент скоса,

ур. (206)], находим, что амплитуды кривых возбуждения поля для ν'-й гармоники будут согласно стр. 137 и ур. (227а) равны, когда

$$m_1 w_1 \xi_{1\nu'} I'_{2\nu'} = m_2 w_2 \chi_{2\nu'} \xi_{2\nu'} I_{2\nu'}. \qquad (166a)$$

Отсюда эквивалентный ток получается равным

$$I'_{2\nu'} = \frac{m_2 w_2 \chi_{2\nu'} \xi_{2\nu'}}{m_1 w_1 \xi_{1\nu'}} I_{2\nu'}. \qquad (166)$$

Джоулевы потери и реактивные мощности рассеяния будут соответственно равны, когда

$$m_1 R'_{2\nu'} I'^2_{2\nu'} = m_2 R_{2\nu'} I^2_{2\nu'} \qquad (167a)$$

и

$$m_1 X'_{2\nu'} I'^2_{2\nu'} = m_2 X_{2\nu'} I^2_{2\nu'}. \qquad (167b)$$

Принимая во внимание ур. (166), получим

$$R'_{2\nu'} = \varrho_{\nu'} R_{2\nu'} \qquad (168a)$$

и

$$X'_{2\nu'} = \varrho_{\nu'} X_{2\nu'}, \qquad (168b)$$

где коэфициент

$$\varrho_{\nu'} = \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{w_1 \xi_{1\nu'}}{w_2 \chi_{2\nu'} \xi_{2\nu'}} \right)^2 \qquad (168)$$

путем умножения на вторичные сопротивления, приводит их к первичной обмотке (m, w, $\xi_{1\nu'}$).

Согласно разделу F 3b ур. (166), (168) и (168а и b) остаются справедливыми и для короткозамкнутой обмотки с z стержнями на фазу и N_2 пазами, если положить

$$w_2 = \frac{z}{2} \qquad (169a)$$

и

$$m_2 = N_2. \qquad (169b)$$

Для обмотки в виде беличьей клетки при $z = 1$ и $\xi_{2\nu'} = 1$

$$\varrho_{\nu'} = \frac{4 m_1}{N_2} \left(\frac{w_1 \xi_{1\nu'}}{\chi_{2\nu'}} \right)^2. \qquad (170)$$

Если пазы не скошены, то коэфициент скоса $\chi_{2\nu'} = 1$ (см. раздел F1 b и c).

E. НАМАГНИЧИВАЮЩИЙ ТОК

1. Однофазная обмотка

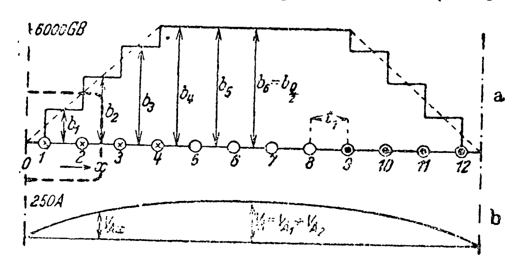
a) Напряжение на зажимах и поток катушки. Однофазная обмотка при полном числе $Q = \frac{N}{2p}$ пазов на полюс укладывается в q пазов на полюс, причем, как правило, $q < Q$. Все пазы распределены вдоль

окружности якоря равномерно; Q — целое число и обычно $\frac{q}{Q}=\frac{2}{3}$, а q — число четное.

На фиг. 73, a значками × и ● показано токораспределение такой обмотки на протяжении одного полюсного деления, при $Q=12$ и $q=8$.

Поставим себе задачу определить намагничивающий ток при **разомкнутой цепи ротора**, зная мгновенное значение (вид кривой) напряжения на зажимах u. Прежде всего следовало бы вычесть из напряжения на зажимах обусловленное намагничивающим током падение напряжения в активном сопротивлении и в той части реактивного сопротивления, которая соответствует части потока рассеяния, не проходящей через железо (в основном — потоку рассеяния лобовых частей). Тем самым мы нашли бы напряжение, индуктированное главным потоком и той частью потока рассеяния, которая проходит по железу. Так как, однако, не зная еще величины намагничивающего тока, мы не в состоянии определить вызываемое им падение напряжения, то расчет приходится производить путем многократного приближения.

Для упрощения расчета будем пренебрегать падением напряжения в активном и общем реактивном (от рассеяния) сопротивлении первичной обмотки. Получаемое при этом значение намагничивающего тока будет несколько преувеличенным. Приближенное суждение о степени ошибки можно получить, уменьшив напряжение на зажимах на величину падения напряжения в реактивном сопротивлении рассеяния (приблизительно на 4%) от значения напряжения на зажимах). Тогда, пренебрегая рассеянием, мы получим несколько преуменьшенную величину намагничивающего тока. Таким образом в первом случае мы принимаем индуктированное напряжение $e=u$, а во втором случае $e \approx 0{,}96u$. При $e=0{,}98\,u$ получится, повидимому, наименьшее отклонение от действительности.



Фиг. 73. a — кривая поля однофазной обмотки; b — магнитное напряжение в спинках V_{Ax}.

По величине индуктированного напряжения можно найти мгновенное значение потока катушки

$$\psi = -\int_0^t e\,dt, \qquad (171)$$

где, пренебрегая остаточным магнетизмом, время $t=0$ должно быть определено так, чтобы интеграл потока катушки за время целого периода был равен нулю.

Обозначив через c число параллельных ветвей обмотки, через s_1, s_2... — число проводников обозначенных цифрами 1, 2... на фиг. 73, a пазах и через b_n — среднюю индукцию на протяжении одного пазового деления t между n-ным и $(n+1)$-ным пазами, получим поток катушки

одной из $2p$ катушечных групп, показанной, например, на фиг. 73, a, при Q четном и q четном, равным

$$\frac{c}{2p}\psi = l_i \cdot t_1 \left[s_1\left(2\sum_{n=1}^{Q/2-1} b_n + b_{Q/2}\right) + s_2\left(2\sum_{n=2}^{Q/2-1} b_n + b_{Q/2}\right) + \dots \right.$$

$$\left. + s_{q/2}\left(2\sum_{n=q/2}^{Q/2-1} b_n + b_{Q/2}\right)\right] \qquad (172a)$$

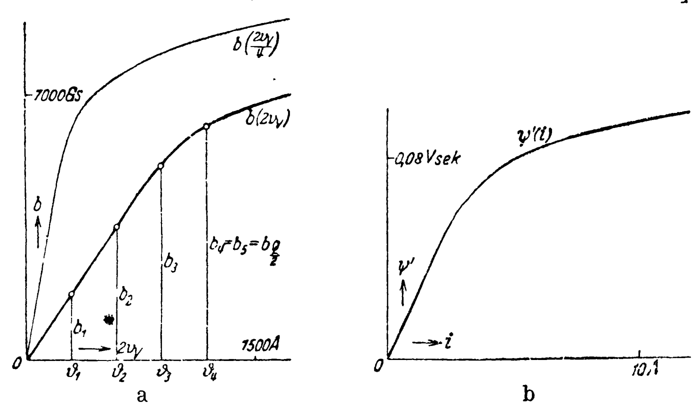
или, полагая

$$\psi' = \frac{c}{2pt_1 l_i}\psi, \qquad (172)$$

получим

$$\psi' = 2\left[s_1 b_1 + (s_1+s_2)b_2 + \dots + (s_1+s_2+\dots+s_{q/2-1})b_{q/2-1} + \right.$$

$$\left. + (s_1+s_2+s_3+\dots+s_{q/2})\left(b_{q/2}+b_{q/2+1}+\dots+b_{Q/2-1}+\frac{1}{2}b_{Q/2}\right)\right]. \qquad (172b)$$



Фиг. 74. Зависимость катушечного потока ψ' от намагничивающего тока i, найденная по характеристике b $(2v_V)$.

Обычно все обмотанные пазы содержат одинаковое число проводников s. Тогда

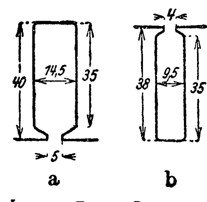
$$\psi' = 2s\left[b_1 + 2b_2 + \dots + \left(\frac{q}{2}-1\right)b_{q/2-1} + \right.$$

$$\left. + \frac{q}{2}\left(b_{q/2} + b_{q/2+1} + \dots + b_{Q/2-1} + \frac{1}{2}b_{Q/2}\right)\right]. \qquad (172c)$$

В дальнейшем при определении кривой намагничивающего тока мы сперва будем пренебрегать магнитным напряжением в спинках статора и ротора, т. е. будем считать магнитное сопротивление спинок равным нулю.

b) Ток без учета магнитного напряжения в спинках статора и ротора. Индукции, входящие в ур. (172a до c), мы должны выразить через полные токи пазов, определяемые кривой намагничивания. Если пренебречь магнитными напряжениями v_{A_1} и v_{A_2} вдоль путей в спинках статора и ротора, то магнитное напряжение вдоль пути, расположенного

симметрично к нейтрали, проходящего через воздушный зазор между n-ным и $(n+1)$-ным пазами и замыкающегося через спинки статора и ротора (этот путь показан на фиг. 73, *a* жирным пунктиром), будет равно полному току $2(s_1+s_2+\ldots+s_n)i$, где i — протекающий по обмотке ток. Определив магнитное напряжение $v_V=v_L+v_{Z_1}+v_{Z_2}$, где v_L — напряжение вдоль воздушного зазора, а v_{Z_1} и v_{Z_2} — напряжение вдоль статорных и роторных зубцов, в функции индукции воздушного зазора b, получим показанную на фиг. 74, *a* жирную кривую $b=f(2v_V)$ (для более высоких значений индукции можно воспользоваться тонкой кривой). Для некоторого произвольного тока i получаются при $2v_{V_1}=\vartheta_1=2si$; $2v_{V_2}=\vartheta_2=2(s_1+s_2)i$ и т. д. индукции b_1, b_2 и т. д. Теперь можно уже определить значения правой части ур. (172b) или (172c) и получить соответствующую взятому току i точку кривой $\psi'=f(i)$. Повторив расчет для различных значений i, можно построить кривую ψ' в функции i (фиг. 74, *b*). Наконец, из этой кривой можно найти соответствующие мгновенным значениям ψ' мгновенные значения тока i, причем ψ' согласно ур. (171) и (172) определяется по соответствующему индуктированному напряжению e. Проследим влияние магнитного насыщения на кривую намагничивающего тока на численном примере. В основу наших расчетов положим следующие данные, относящиеся к одной выполненной машине:



Фиг. 75. Статорный и роторный пазы.

Статор. Диаметр расточки 400 mm, число пазов $N_1=48$, $Q_1=12$, $q_1=8$ (фиг. 73, *a*) Размеры паза показаны на фиг. 75, *a*. Число пар полюсов $p=2$. Число проводников в пазу $s=40$. Число последовательно соединенных витков одной фазы $w_1=640$. Номинальное напряжение $U_N=4000$ V.

Ротор. Диаметр 398,4 mm, число пазов $N_2=32$. Размеры паза показаны на фиг. 75, *b*.

Таким образом длина воздушного зазора составляет $\delta=0{,}8$ mm. Статор и ротор имеют одинаковую теоретическую длину $l_i=250$ mm и одинаковую длину чистого железа $l=250$ mm. Данные относительно внешнего диаметра статора и внутреннего диаметра ротора нас пока не интересуют, так как мы здесь пренебрегаем влиянием магнитного напряжения их спинок.

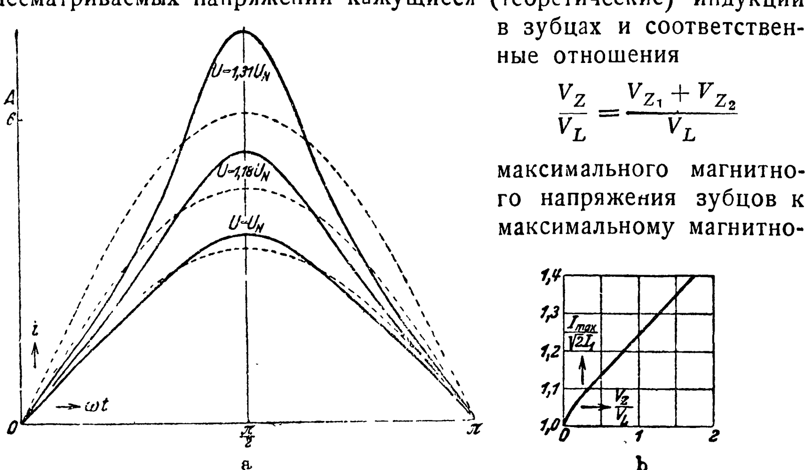
На фиг. 74, *a* показана найденная обычным способом (см. раздел II G тома I и II C тома II) кривая индукции воздушного зазора b в функции магнитного напряжения $2v_V=2(v_L+v_{Z_1}+v_{Z_2})$, а на фиг. 74, *b* построенная указанным выше путем кривая $\psi'=f(i)$. На фиг. 74, *a* полные токи соответствуют номинальному напряжению $U_N=4000$ V и $i=I_{max}=3{,}72$ A. Отсюда получаются соответственные индукции b_1, $b_2\ldots$, для которых кривая поля показана на фиг. 73, *a*.

Зная форму кривой индуктированного напряжения e, получаем с помощью ур. (171) ψ и с помощью ур. (172) ψ', и пользуясь фиг. 74, *b*, находим форму кривой тока. Если считать напряжение синусоидальным, то поток ψ' также будет изменяться по синусоиде и для значений

$U_N = 4\,000$ V, $1{,}18\,U_N = 4\,700$ V и $1{,}31\,U_N = 5\,250$ V мы получим кривые тока, показанные на фиг. 76, *a* (основные гармоники вычерчены черточками). Из чертежа видно, что под влиянием магнитного напряжения зубцов кривая тока заостряется. Однако при номинальном напряжении U_N она мало отличается от синусоиды. В табл. 1 приведены для трех рассматриваемых напряжений кажущиеся (теоретические) индукции в зубцах и соответственные отношения

$$\frac{V_Z}{V_L} = \frac{V_{Z_1} + V_{Z_2}}{V_L}$$

максимального магнитного напряжения зубцов к максимальному магнитному напряжению воздушного зазора.



Фиг. 76. *a* — влияние насыщения в зубцах на кривую тока; *b* — отношение ее максимального значения к амплитуде основной гармоники; магнитное напряжение в спинках $V_A = 0$.

На фиг. 76, *b* показано отношение максимального значения тока к амплитуде его основной гармоники в функции $\frac{V_Z}{V_L}$. Эффективное значение тока лишь немногим больше, чем для основной гармоники, например, при $1{,}31\,U_N$ всего на 3%.

ТАБЛИЦА 1

Кажущиеся (теоретические) индукции в зубцах (в гауссах) для кривых фиг. 76, *a*

U	B_L	$B'_{Z1\max}$	B'_{Z1M}	$B'_{Z2\max}$	B'_{Z2M}	$\frac{V_Z}{V_L}$
U_N	6 170	15 400	12 620	17 460	14 080	0,23
$1{,}18U_N$	6 950	17 380	14 210	19 640	15 830	0,60
$1{,}31U_N$	7 550	18 880	15 430	21 400	17 200	1,09

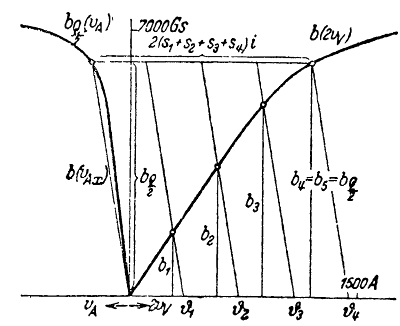
с) Учет влияния магнитного напряжения спинок статора и ротора. При значительных магнитных насыщениях в спинках статора и ротора пренебрегать влиянием магнитного напряжения $v_A = v_{A_1} + v_{A_2}$ на намагничивающий ток уже недопустимо.

Поток в спинке в первом приближении можно считать пропорциональным площади трапеции, боковые стороны которой показаны пунктиром на фиг. 73, *а*. Тогда поток спинки

$$\varphi \approx \left(Q - \frac{q-1}{2}\right)\frac{t_1 l_i}{2} b_{Q/2}. \qquad (173)$$

По этому потоку мы можем согласно разделу IIB2 тома II определить магнитное напряжение спинок $v_A = v_{A_1} + v_{A_2}$ вдоль пути интегрирования, расположенного симметрично к нейтрали и пересекающего воздушный зазор в серединах необмотанных частей окружности. Для других, также симметричных по отношению к нейтрали, путей интегрирования, пересекающих воздушный зазор в точках $\pm x$ (фиг. 73, *а*), магнитное напряжение $v_{Ax} = v_{A_1x} + v_{A_2x}$ может быть для каждой кривой поля найдено, согласно разделу II B 2 и 3 тома II или взято приближенно. На фиг. 73, *b* вдоль окружности показана величина v_{Ax} для $B_{A_1} = B_{A_2} = 13\,900$ G.

Для каждого пути интегрирования, проходящего через середину статорного зубца, нужно к магнитному напряжению $2v_V$ прибавить соответствующее магнитное напряжение v_{Ax}. Полученная сумма равна общему магнитному напряжению, равному соответствующему полному току. Пользуясь различными индукциями $b_{Q/2}$, мы в общем случае получим для отдельных статорных зубцов различные характеристики, из которых мы, подобно тому как это сделано на фиг. 74, *а*, можем определить индукции для различных токов. Далее, пользуясь ур. (172b) или (172c), можно построить кривую $\psi' = f(i)$ (фиг. 74, *b*) и из нее, как и выше, найти форму кривой намагничивающего тока.



Фиг. 77. Определение намагничивающего тока с учетом магнитного напряжения в спинках.

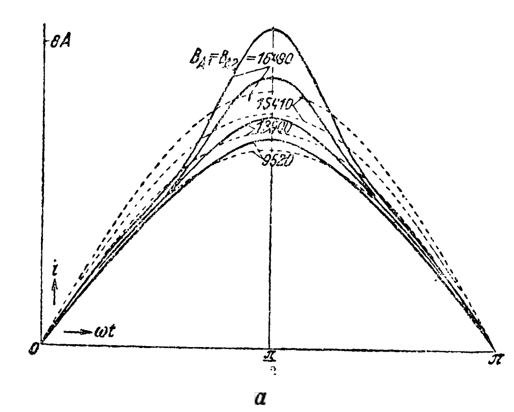
Под влиянием магнитного напряжения спинок индукции b_n в необмотанных частях окружности статора под серединой полюса несколько уменьшаются, но это уменьшение практически настолько ничтожно, что им можно пренебречь и пользоваться следующим упрощенным способом определения тока i.

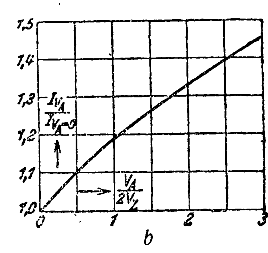
Определяем согласно разделу II B 2 тома II по потоку спинки φ [пользуясь ур. (173)] магнитное напряжение $v_A = v_{A_1} + v_{A_2}$ и получаем показанную на фиг. 77 кривую $b_{Q/2} = f(v_A)$. Тогда для некоторого значения $b_{Q/2}$ соответствующий полный ток одной магнитной цепи $2(s_1 + s_2 + \ldots s_{Q/2})\,i$ получается как горизонтальное расстояние между кривыми $b_{Q/2} = f(v_A)$ и $b = f(2v_V)$. Для других путей интегрирования, расположенных симметрично к нейтрали ($x = 0$ на фиг. 73, *а*), можно согласно разделу IIB3 с тома II части магнитного напряжения спинки найти приближенно по тонкой прямой, показанной на фиг. 77, проходящей

через начало координат и точку $(b_{Q/2}, v_A)$. Отсюда для тока i, при котором имеет место индукция $b_{Q/2}$, получается следующее приближенное определение отдельных индукций b_1, b_2 и т. д. Делим прямую $2(s_1 + s_2 + \ldots + s_{q/2})\,i$ (фиг. 77) на части, относящиеся, как $s_1 : s_2 : \ldots s_{q/2}$ и через полученные точки проводим прямые, параллельные к $b = f(v_{Ax})$. Эти прямые отсекают на оси абсцисс полные токи $\vartheta_1 = 2s_1 i$; $\vartheta_2 = 2(s_1 + s_2)i$ и т. д. Точки пересечения с кривой $b = f(2v_V)$ определяют индукции b_1, b_2 и т. д. С помощью этих индукций мы находим согласно ур. (172b или c) точку кривой $\psi' = f(i)$. Пользуясь различными значениями $b_{Q/2}$, можно построить кривую $\psi' = f(i)$ и по ней найти форму кривой тока i.

Если желательна большая точность, можно с помощью найденных значений b_1, $b_2 \ldots$ определить поток спинки точнее, чем по приближенному ур. (173), и снова повторить весь расчет.

Чтобы показать количественное влияние магнитного напряжения спинки, воспользуемся тем же числовым примером, который мы приводили в разделе b. При этом мы будем придавать радиальным размерам спинок различные значения, но так, чтобы индукции в спинках статора и ротора оставались равными друг другу $(B_{A_1} = B_{A_2})$ и при номинальном напряжении U_N имели величины 9 520, 13 900, 15 410 и 16 490 G. Этим индукциям соответствуют отношения $\frac{V_A}{2V_Z}$ равные 0,60; 1,16; 2,08 и 2,95. Построение на фиг. 77 соответствует случаю $B_{A_1} = B_{A_2} = 13\,900$ G.





Фиг. 78. Влияние магнитного напряжения в спинках на кривую тока (a) и эффективное значение (b).

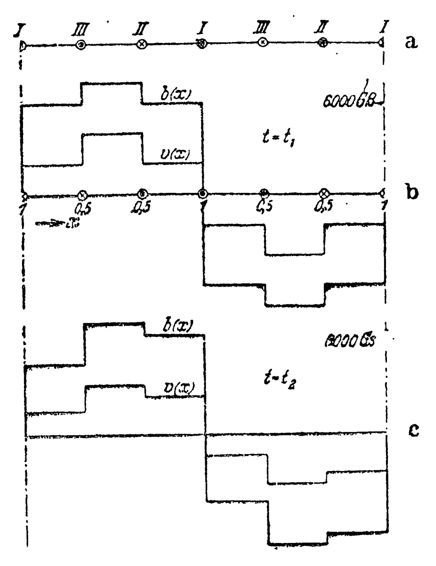
Кривые тока, полученные для четырех значений индукции в спинках при номинальном напряжении, показаны на фиг. 78, a, причем основные гармоники вычерчены черточками. Эти кривые можно непосредственно сравнить с кривой фиг. 76, a для U_N. С увеличением магнитного напряжения спинки кривая тока сперва приближается к синусоиде, а при более высоких индукциях снова резко от нее отклоняется. Отношение $\frac{I_{V_A}}{I_{V_A=0}}$

эффективных значений тока при учете магнитного напряжения V_A и случае, когда мы им пренебрегаем, показано в функции от $\frac{V_A}{2V_Z}$ на фиг. 78, *b*.

d) Намагничивающий ток при короткозамкнутой обмотке ротора. Когда обмотка ротора замкнута накоротко и ротор вращается с почти синхронной скоростью, индуктируемые в роторной обмотке токи совместно с током статора создают более или менее совершенное вращающееся поле. Благодаря этому изменяется также и кривая статорного тока и принимает, если пренебречь гармониками, вызываемыми зубчатым строением статора и ротора, форму, похожую на форму кривой фазового тока трехфазной обмотки, соединенной в звезду (раздел 2b). Отношение эффективных значений намагничивающего тока при однофазном и трехфазном включении было уже установлено выше, в разделе C1d [ур. (117a и b)] как для разомкнутой, так и для замкнутой накоротко обмотки ротора.

2. Многофазная обмотка

а) Индуктированное напряжение при заданной форме кривой тока. При заданной форме кривой тока форма кривой индуктированного в одной фазе многофазной обмотки напряжения может быть определена, если найти поток катушки фазы в функции времени. Тогда согласно ур. (17i) взятая с отрицательным знаком производная потока по времени и будет равна индуктированному напряжению. Для упрощения расчетов можно определить потоки для ряда достаточно малых отрезков времени и тогда вместо производных брать отношения разностей.



Фиг. 79. К определению кривой индуктированного напряжения при заданной кривой тока.

При дальнейшем описании этого метода мы для упрощения графических построений будем рассматривать симметричную трехфазную машину с $q = 1$ пазом на полюс и фазу, питаемую симметричным синусоидальным трехфазным током. На фиг. 79, *a* положительное направление обмотки, как обычно, отмечено значками $\times$ и $\bigcirc$ и три фазы обозначены через *I*, *II* и *III*. Полагая максимальное значение полного тока паза равным $\sqrt{2}\,\theta_N$, мы для момента времени, когда ток в фазе *I* достигает максимального значения, получим полные токи пазов, выраженные в единицах $\sqrt{2}\,\theta$, показанные на фиг. 79, *b*. Тонкая кривая представляет собой кривую возбуждения поля $v = f(x)$, для которой по характеристике намагничивания может быть найдена кривая

поля $b = f(x)$ по методу, подобному изложенному в разделе 1 (жирная ступенчатая кривая).

Если мы при этом пренебрегаем влиянием магнитного напряжения спинок статора и ротора, то среднее значение индукции воздушного зазора на протяжении одного зубцового деления определяется лишь кривой $[b = f(v_V)] = [b = f(v)]$, см. фиг. 74, *a*. Влияние магнитного напряжения спинок можно в любой момент времени с практически произвольной точностью учесть по способу, подобному изложенному в разделе 1. Если выбрать показанный на фиг. 77 приближенный метод, то влияние магнитного напряжения спинок будет аналогично увеличению воздушного зазора до значения

$$\delta_{v e} \approx \frac{2V_L + V_A}{2V_L}\,\delta. \tag{174}$$

Таким образом учет магнитного напряжения спинок сказывается в том, что кривая поля многофазной обмотки будет несколько менее заостренной (под влиянием магнитного напряжения зубцов), чем если бы мы им пренебрегли (см. также раздел IIB3 тома II). Обратное явление мы наблюдаем в случае однофазной обмотки, при которой поток полюса не остается приблизительно постоянным, а пульсирует между положительным и таким же отрицательным значениями. Так как в случае многофазной обмотки магнитное напряжение спинок действует как увеличение воздушного зазора, то в дальнейшем мы его принимать во внимание не будем.

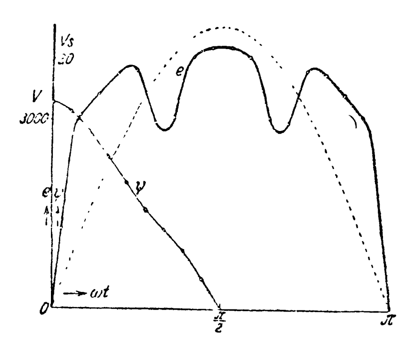
Из кривой поля получается сцепленный с фазой *I* поток катушки ψ_1 для момента времени t_1, соответствующего фиг. 79, *b*. Аналогичным путем определяются потоки $\psi_2, \psi_3, \ldots$ для моментов $t_2, t_3, \ldots$, причем целесообразнее всего брать одинаковые промежутки времени, например, $^1/_{36}$ периода, что при 50 Hz соответствует $^1/_{1800}$ сек. или углу 10°. На фиг. 79, *c* показаны кривая возбуждения поля и кривая поля для момента времени t_2, в который мы получаем токи: в фазе I $i_1 = \sqrt{2}\,\Theta_N \cos 10° = \sqrt{2}\,\Theta_1 985\,\Theta_N$, в фазе II $i_{II} = -\sqrt{2}\,\Theta_N \cos 70° = -\sqrt{2}\cdot 0{,}342\Theta_N$ и в фазе III $i_{III} = -\sqrt{2}\,\Theta_N \cos 50° = -\sqrt{2}\cdot 0{,}642\,\Theta_N$. Из кривой поля определяем ψ_2 и находим среднее значение индуктированного за отрезок времени $t_2 - t_1$ напряжения

$$e = -\frac{\psi_2 - \psi_1}{t_2 - t_1}. \tag{175}$$

Чтобы показать влияние магнитного напряжения зубцов на форму кривой индуктированного напряжения, возьмем в качестве примера трехфазную машину, имеющую такой же ротор и такое же число проводников в пазу статора, как рассмотренная в разделе 1 однофазная машина. При этом для трехфазной обмотки, у которой все пазы заняты проводниками, мы будем иметь $q = 4$ и зависимость $b = f(2v_V)$ * снова будет изображаться кривой фиг. 74, *a*. Той же кривой мы воспользуемся и при других значениях q, если мы хотим показать влияние числа пазов на полюс и фазу при прочих равных условиях. Число витков на фазу

должно во всех случаях оставаться равным $w_1 = 320$. Если пренебречь магнитным напряжением спинок V_A, то кривая $b = f(2v_V)$ аналогична кривой $b = f(2v)$. Фиг. 79, a — c соответствуют $q = 1$ и намагничивающему току

$$i = \sqrt{2} \cdot 5{,}28 \cos \omega t \text{ ампер.} \tag{176a}$$



Фиг. 80. Кривая катушечного потока ψ и индуктированного напряжения e при синусоидальном токе $q = 1$, $E_1 = 1{,}37\ U_N$; $V_A = 0$.

Такой относительно большой ток взят, чтобы возможно нагляднее показать влияние насыщения железа. При $q = 1$ он соответствует основной гармонике линейного индуктированного напряжения

$$E_1 = 1{,}37\ U_N = 5\,490\ \text{V}.$$

На фиг. 80 показаны для фазы I найденный по ур. (176а) поток катушки ψ и индуктированное напряжение e [согласно ур. (175)] — оба в функции времени. Основная гармоника индуктированного напряжения показана пунктиром. Для нахождения e были взяты отрезки времени, равные $^1/_{1800}$ сек. Меньшие промежутки не являются необходимыми, если при нахождении высших гармонических индуктированного напряжения не итти дальше 11-й гармоники. Анализ кривой e дает

$$e = \sqrt{2} \cdot 3\,165 \sin \omega t + \sqrt{2} \cdot 800 \cdot \sin 3\omega t + \sqrt{2} \cdot 605 \cdot \sin 5\omega t$$
$$- \sqrt{2} \cdot 133{,}5 \cdot \sin 7\omega t + \sqrt{2} \cdot 111 \cdot \sin 9\omega t + \sqrt{2} \cdot 164 \cdot \sin 11\, \omega t\, \text{V}. \tag{176b}$$

b) Ток при соединении звездой и заданном линейном индуктированном напряжении. Обычно задается форма кривой не тока, а напряжения на зажимах, которое при холостом ходе может быть принято приблизительно равным индуктированному напряжению (см. раздел 1а). В этом случае приближенный расчет намагничивающего тока может быть проделан следующим образом.

Предполагаем сперва ток синусоидальным и находим по способу, изложенному в разделе а, форму кривой индуктированного напряжения, которая в общем случае не совпадает с заданной формой кривой. Далее, раскладываем на отдельные гармоники заданную и найденную кривые индуктированного напряжения, определяем разности гармоник одинакового порядка и ищем такие гармоники тока, которые необходимы для создания этих разностей. При этом мы должны различать соединения звездой и треугольником.

При соединении звездой (без нулевого провода) гармоники третьего и кратного трем порядка исчезают, так как при образовании линейного напряжения они взаимно уничтожаются. Далее, при соединении звездой каждая гармоника тока создает кроме основного поля с полюсным делением, равным полюсному делению статорной обмотки, еще поля с меньшим полюсным делением. Последние, однако, вследствие небольших обмоточ-

ных коэфициентов при обычных обмотках оказывают лишь ничтожное влияние на индуктированное напряжение. Поэтому в случае приближенного определения формы кривой тока можно ограничиваться лишь теми полями (вызванными гармониками тока), у которых полюсное деление будет таким же, как и у обмотки. Эти поля вращаются со скоростью, в ν раз большей, чем скорость основного поля, вызванного основной гармоникой тока.

Если обозначить через E'_ν эффективное значение разности индуктированных напряжений ν-го порядка, которое должно быть создано ν-ой гармоникой тока, то соответствующая амплитуда B'_ν определится из уравнения

$$E'_\nu = \sqrt{2}\,\pi\nu f_1 \xi_1 w_1 \frac{2}{\pi}\,\tau l_i B'_\nu \tag{177a}$$

где ξ_1 — обмоточный коэфициент основной гармоники. Необходимое для создания B'_ν магнитное напряжение воздушного зазора

$$2V'_L = 2k_C\delta \frac{B'_\nu}{\Pi_0}. \tag{177b}$$

Токи ν-го порядка, которые должны быть наложены на принятый нами синусоидальный ток, чтобы получить в первом приближении намагничивающий ток, необходимый для возбуждения индуктированного напряжения заданной формы, на основании ур. (97), (98) и (98a) тома II равны

$$I_\nu \approx \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{p}{m_1\xi_1 w_1} \cdot \frac{V}{V'_L} V'_L =$$

$$= \frac{\pi}{4\Pi_0} \frac{pk_C\delta}{m_1\tau l_i f_1 (\xi_1 w_1)^2} \frac{V}{V'_L} \frac{E'_\nu}{\nu}. \tag{177}$$

Фиг. 81. К определению знака гармоник.

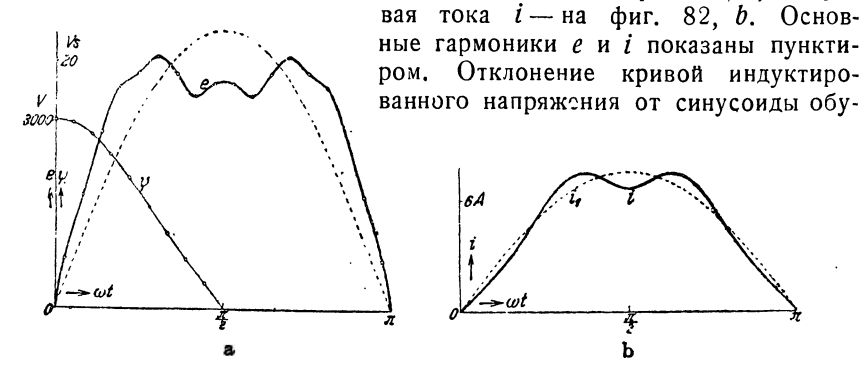
Величина $\frac{V}{V'_L}$ представляет собой отношение всего магнитного напряжения обхода к магнитному напряжению воздушного зазора и всегда больше единицы. Ее можно приближенно взять по кривой $b = f(2v_V)$ фиг. 74, *a*.

Теперь необходимо еще найти угол сдвига фаз между гармониками тока и индуктированного напряжения. Если исходить, как на фиг. 79, *b*, из момента времени $t = 0$, в который поток катушки достигает своего положительного максимума, то основные гармоники индуктированного напряжения e_1 и потока катушки ψ_1 будут иметь вид, показанный на фиг. 81 (в функции времени). Если разложить найденное индуктированное напряжение в ряд, содержащий члены с синусами [ур. (176b)], то при положительных амплитудах $\sqrt{2}E_\nu$ поток катушки ψ_ν должен в момент времени $t_1 = 0$ достигать положительного максимального значения. Если, с другой стороны, разложить ток в ряд, содержащий косинусы, то амплитуды гармоник тока получат тот же знак, что и амплитуды гармоник индуктированного напряжения (фиг. 81).

Если индуктированное напряжение принимается синусоидальным, то $E'_\nu = 0 - E_\nu = -E_\nu$, где E_ν — эффективное значение ν-й гармоники

индуктированного напряжения при первоначальном допущении синусоидального тока [см. ур. (176b)]. Зная значения E'_ν, мы получаем из ур. (177) гармоники тока в первом приближении. С возрастанием порядкового числа ν токи согласно ур. (177) становятся все меньше, и поэтому гармоники большого порядка оказывают малое влияние на форму кривой намагничивающего тока. Если с помощью полученного в первом приближении тока определить индуктированное напряжение во втором приближении и повторить это несколько раз, то мы получим индуктированное напряжение с значительной степенью точности.

Для случая, к которому относятся фиг. 79, *b* и *c* и 80, т. е. для $q = 1$ и $E_1 = 1{,}37\,U_N = 5\,490$ V, поток катушки ψ и индуктированное напряжение *e* в пятом приближении представлены на фиг. 82, *a*, а кривая тока *i* — на фиг. 82, *b*. Основные гармоники *e* и *i* показаны пунктиром. Отклонение кривой индуктированного напряжения от синусоиды обу-



Фиг. 82. *a* — фазовое индуктированное напряжение *e*; *b* — намагничивающий ток *i*; основная гармоника показана пунктиром. Соединение звездой, $q = 1$, $E_1 = 1{,}37\,U_N$; $V_A = 0$.

словлено, главным образом, содержащимися в них гармониками порядка, кратного трем (особенно третьего и девятого порядка). При соединении звездой эти гармоники в линейном напряжений взаимно уничтожатся. Кривая тока имеет в данном случае седлообразную форму, тогда как в случае возбуждения только одной фазы при фазовом напряжении, равном $\frac{1}{\sqrt{3}}$ синусоидального линейного напряжения, получается кривая тока, практически совпадающая с синусоидой. Однако седлообразная форма кривой тока появляется лишь при относительно больших индукциях в зубцах. При $E_1 = U_N$, т. е. при номинальном напряжении, для нашей машины отклонение тока от синусоиды практически отсутствует. Точно так же при возбуждении только одной фазы лишь при большом насыщении появляется заострение кривой тока, как в случае однофазной обмотки (раздел 1) или трансформатора (раздел A1 тома III).

Кривые тока были построены также и для $q = 2$ и $q = 4$. При $q = 4$ не получилось заметного отличия от $q = 2$ и поэтому можно считать, что при $q > 1$ получаются те же кривые. Амплитуда основной гармоники для $q > 1$ получилась при $V_A = 0$ и $E_1 = U_N$ до $1{,}32\,U_N$ приблизительно на 15% больше, чем для $q = 1$, тогда как амплитуда пятой гармоники (которая при соединении звездой вследствие отсутствия

третьей гармоники имеет преобладающее значение) при $q > 1$ и $E_1 = 1{,}32\ U_N$ составляла лишь $^1/_4$ амплитуды пятой гармоники при $q = 1$.

c) Соединение треугольником. При соединении треугольником в фазовом токе могут содержаться также гармоники порядка, кратного трем. Эти гармоники создают, как было показано на стр. 526 тома II, не вращающиеся, а пульсирующие поля с полюсным делением, равным $\frac{\tau}{3}$.

Для гармоник порядка, кратного трем, индуктированное напряжение E'_ν получается равным

$$E'_\nu = \sqrt{2}\pi\nu f_1 \xi_3 w_1 \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{3} l_i B'_\nu, \tag{178a}$$

откуда ток в первом приближении

$$I_\nu = \frac{3\pi p k_C \delta}{4\Pi_0 m_1 f_1 \tau l_i \xi_1 \xi_3 w_1^2} \cdot \frac{V}{V'_L} \cdot \frac{E'_\nu}{\nu}. \tag{178}$$

Для других гармоник остается в силе ур. (177).

Третья гармоника кривой индуктированного напряжения, получающаяся при синусоидальном токе [см. ур. (176b)], потребует поэтому при синусоидальном индуктированном напряжении значительной третьей гармоники тока, в то время как остальные гармоники, как и при соединении звездой, имеют малое значение. Благодаря наличию этой третьей гармоники при соединении треугольником приходится брать большее число приближений, чем при соединении звездой. Отношение $\frac{V}{V'_L}$ при большом магнитном насыщении может стать в несколько раз большим единицы. В ближайшем разделе будет приведен точный метод определения намагничивающего тока, который, однако, пригоден лишь для случая $q = 1$. Найденные по этому точному методу кривые тока для нашего примера при $V_A = 0$ показаны на фиг. 83. Здесь также предположена синусоидальная форма кривой индуктированного напряжения при различных отношениях $\frac{E_1}{U_N}$. Сплошные кривые относятся к фазовому току и при больших насыщениях зубцов имеют резко выраженную седлообразную форму. Линейный ток, забираемый из сети, получается как разность фазовых токов. На фиг. 83 он показан пунктиром и для облегчения сравнения масштаб его ординат уменьшен в $\sqrt{3}$ раз, а сам ток сдвинут на угол 30°. Практически те же кривые получаются и при пользовании приближенным методом.

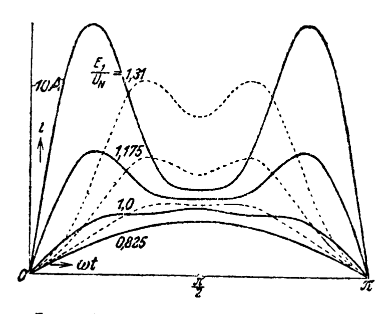
Амплитуды гармоник в основном определяются отношением

$$\gamma = \frac{V_Z}{V_L + \frac{1}{2} V_A}.$$

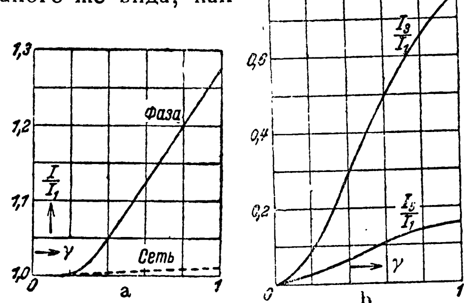
На фиг. 84 показано в функции γ отношение $\frac{I}{I_1}$ эффективных значений всего тока и основной гармоники. Сплошная кривая относится к фазовому току, а пунктирная — к линейному. В нашем примере при $V_A = 0$ и при номинальном напряжении ($E_1 = U_N$) величина $\gamma \approx 0{,}29$. Отсюда следует, что эффективное значение фазового тока приблизительно на 1,5% больше, чем эффективное значение основной гармо-

ники. На фиг. 84, *b* показано для нашего примера отношение амплитуд третьей и пятой гармоник к амплитуде основной гармоники фазового тока.

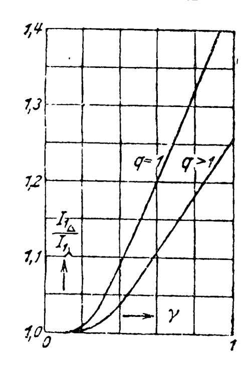
Кривые на фиг. 83 и 84, *a* и *b* построены для $q = 1$. Пользуясь приближенным методом, изложенным в этом разделе, можно построить кривые и для $q = 2$ и $q = 4$ паза на полюс и фазу. В результате получаются кривые такого же вида, как



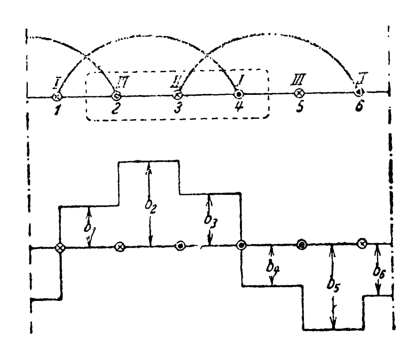
Фиг. 83. Фазовый (—) ток и ток сети (— — —) при синусоидальном индуктированном напряжении. Соединение треугольником, $q = 1$, $V_A = 0$.



Фиг. 84. *a* — отношение эффективного значения к эффективному значению основной гармоники; *b* — 3-я и 5-я гармоники в функции $\gamma = \frac{2V_Z}{2V_L + V_A}$. Соединение треугольником, $q = 1$.



Фиг. 85. Отношение фазовых токов при соединении треугольником и звездой, $V_A = 0$.



Фиг. 86. К точному определению намагничивающего тока при $q = 1$.

и для $q = 1$, и мало от них отличающиеся. При $q > 1$ отношение $\frac{I_3}{I_1}$ остается примерно тем же, что и для $q = 1$, а отношение $\frac{I_5}{I_1}$ значительно уменьшается.

На фиг. 85 показано отношение $\frac{I_{1\triangle}}{I_{1\curlywedge}}$ амплитуд основных гармоник фазового тока при соединениях треугольником и звездой в функции $\gamma = \frac{V_Z}{V_L + \frac{1}{2} V_A}$ (см. также расчетный пример, стр. 442).

d) Метод Штеблейна (Stäblein) для обмоток с $q=1$ при соединении треугольником. Для обмоток с $q=1$ метод нахождения формы кривой намагничивающего тока может быть значительно упрощен [Л. 57]. На фиг. 86 показана развертка обмотки на протяжении двойного полюсного деления и под ней распределение поля для момента времени, в который ток в фазе *I* несколько меньше максимального значения. Если обозначить индукции: между пазами *1* и *2* через b_1, между пазами *2* и *3* — через b_2 и между пазами *3* и *4* — через b_3, то из соображений симметрии следует, что $b_4 = -b_1$, $b_5 = -b_2$, $b_6 = -b_3$.

Тогда потоки катушек всех трех фаз равны

$$\psi_{I} = a(b_1 + b_2 + b_3), \quad (179a)$$

$$\psi_{II} = a(b_3 - b_1 - b_2), \quad (179b)$$

$$\psi_{III} = a(-b_2 - b_3 + b_1), \quad (179c)$$

где

$$a = t_1 l_i w_1, \quad (179)$$

а w_1 представляет собой число последовательно соединенных витков одной фазы. Потоки катушек ψ_{I}, ψ_{II} и ψ_{III} определяются согласно ур. (171) по заданному индуктированному напряжению e.

Наиболее простые соотношения получаются в том случае, когда фазовые индуктированные напряжения синусоидальны и (как это бывает при симметричной сети) сдвинуты по фазе на одну треть периода. Такой случай имеет место при синусоидальном напряжении на зажимах и соединении фаз треугольником. Тогда в каждый момент времени

$$e_{I} + e_{II} + e_{III} = 0 \quad (180a)$$

и

$$\psi_{I} + \psi_{II} + \psi_{III} = 0. \quad (180b)$$

Из последнего уравнения на основании ур. (179 a — c) следует, что

$$b_1 - b_2 + b_3 = 0, \quad (180)$$

и на основании тех же ур. (179 a — c) можно написать

$$\psi_{I} = 2ab_2, \quad (181a)$$

$$\psi_{II} = -2ab_1, \quad (181b)$$

$$\psi_{III} = -2ab_3. \quad (181c)$$

Таким образом индукции b_1, b_2 и b_3 получаются непосредственно из потоков ψ_{I}, ψ_{II}, ψ_{III}.

Если теперь взять магнитные напряжения обхода вдоль показанного пунктиром на фиг. 86 пути и для соответственных путей, сдвинутых на одно пазовое деление, и приравнять их соответственным полным токам, то получим следующие выражения:

$$\frac{w_1}{p}\left(-i_{III} + i_{II} - i_{I}\right) = 2v_1, \quad (182a)$$

$$\frac{w_1}{p}\left(i_{II} - i_{I} + i_{III}\right) = 2v_2, \quad (182b)$$

$$\frac{w_1}{p}\left(-i_{I} + i_{III} - i_{II}\right) = 2v_3, \quad (182c)$$

где $2v_2$, $2v_1$, $2v_3$ — соответствующие определяемым ур. (181 a — c) индукциям b_2, b_1 и b_3 магнитные напряжения обхода. Из ур. (182 a — c) находим

$$i_{I} = -\frac{p}{2w_1}(2v_1 + 2v_3), \qquad (183a)$$

$$i_{II} = \frac{p}{2w_1}(2v_2 - 2v_3), \qquad (183b)$$

$$i_{III} = \frac{p}{2w_1}(2v_2 - 2v_1). \qquad (183c)$$

Так как по соображениям симметрии кривые токов i_{I}, i_{II} и i_{III} имеют одинаковую форму и лишь сдвинуты по фазе на одну треть периода, то достаточно исследовать лишь один из трех токов. Мы находим, например, из ур. (181 b и c) индукции b_1 и b_3, берем по характеристике $b = f(2v)$ соответствующие значения $2v_1$ и $2v_3$ и по ур. (183a) получаем ток i_{I} в фазе I. Беря различные определяемые ур. (171) мгновенные значения ψ_{II} и ψ_{III}, которые по нашему предположению синусоидальны и сдвинуты по фазе на одну треть периода, мы можем построить по точкам всю кривую тока.

Кривую $b = f(2v)$ можно в первом приближении считать совпадающей с кривой $b = f(2v_V)$ фиг. 74, *a*. Влияние магнитного напряжения спинок статора и ротора $v_{Ax} = v_{A_1x} + v_{A_2x}$ можно учесть аналогично изложенному в разделе 1, причем для каждого значения ψ должна быть сперва найдена кривая поля и из нее магнитное напряжение спинок.

Такие же токи, как в случае соединения треугольником, мы получим и при соединении звездой с нулевым проводом, если фазовые напряжения синусоидальны. Этот случай не имеет, однако, никакого практического значения.

Найденные по изложенному методу кривые тока были уже показаны на фиг. 83 при $V_A = 0$.

е) Обмотка с $q = 1$ при соединении звездой. Особое практическое значение имеет соединение звездой без нулевого провода, наиболее предпочитаемое и чаще всего встречающееся. Предполагая снова, что сеть симметрична и что линейные напряжения синусоидальны, получим следующее соотношение между линейными напряжениями:

$$e_{I-II} + e_{II-III} + e_{III-I} = 0. \qquad (184)$$

Фазовые индуктированные напряжения мы можем считать состоящими каждое из двух частей

$$e_{I} = e'_{I} + e''_{I}, \qquad (185a)$$

$$e_{II} = e'_{II} + e''_{II}, \qquad (185b)$$

$$e_{III} = e'_{III} + e''_{III}. \qquad (185c)$$

Первые части содержат гармоники порядков, не кратных трем, и для них поэтому можно написать

$$e'_{I} + e'_{II} + e'_{III} = 0. \qquad (184a)$$

Вторые части содержат гармоники порядков, кратных трем, и поэтому в каждый момент времени имеют для всех трех фаз одинаковую величину. В линейных индуктированных напряжениях напряжения e'' взаимно уничтожаются, и поэтому

$$e_{I-II} = e'_{II} - e'_{I}, \tag{186a}$$

$$e_{II-III} = e'_{III} - e'_{II}, \tag{186b}$$

$$e_{III-I} = e'_{I} - e'_{III} \tag{186c}$$

или, принимая во внимание ур. (184a),

$$e'_{I} = \frac{1}{3}(e_{III-I} - e_{I-II}. \tag{187a}$$

$$e'_{II} = \frac{1}{3}(e_{I-II} - e_{II-III}), \tag{187b}$$

$$e'_{III} = \frac{1}{3}(e_{II-III} - e_{III-I}). \tag{187c}$$

Из последних уравнений можно на основании ур. (171) найти соответствующие потоки катушек ψ'_{I}, ψ'_{II} и ψ'_{III}, поток же φ'', соответствующий индуктированному напряжению e'' в ур. (185 а — с), еще пока неизвестен. Для потоков катушек отдельных фаз можно на основании ур. (179 а — с) написать

$$\psi_{I} = \psi'_{I} + \psi'' = a(b_1 + b_2 + b_3), \tag{188a}$$

$$\psi_{II} = \psi'_{II} + \psi'' = a(b_3 - b_1 - b_2), \tag{188b}$$

$$\psi_{III} = \psi'_{III} + \psi'' = a(-b_2 - b_3 + b_1). \tag{188c}$$

Так как согласно ур. (184 а) $\psi'_{I} + \psi'_{II} + \psi'_{III} = 0$, то, складывая все три ур. (188 а — с), получим

$$3\psi'' = a(b_1 - b_2 + b_3) \tag{188}$$

и ур. (188 а — с) принимают вид

$$\psi'_{I} + \psi'' = 3\psi'' + 2ab_2, \tag{189a}$$

$$\psi'_{II} + \psi'' = 3\psi'' - 2ab_1, \tag{189b}$$

$$\psi'_{III} + \psi'' = 3\psi'' - 2ab_3. \tag{189c}$$

Отсюда находим индукции

$$b_2 = \frac{\psi'_{I} - 2\psi''}{2a}, \tag{190a}$$

$$b_1 = -\frac{\psi'_{II} - 2\psi''}{2a}, \tag{190b}$$

$$b_3 = -\frac{\psi'_{III} - 2\psi''}{2a}. \tag{190c}$$

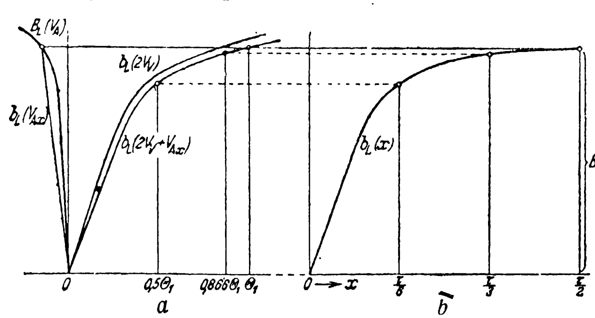
Для определения неизвестного еще потока катушки ψ'' в ур. (190 а — с) можно воспользоваться тем обстоятельством, что при соединении звездой

без нулевого провода сумма намагничивающих токов в каждый момент времени должна быть равна нулю:

$$i_{\text{I}}+i_{\text{II}}+i_{\text{III}}=0. \qquad (190)$$

Нужно путем проб так определить ψ'', чтобы удовлетворилось ур. (190). Соответствующие индукциям b_2, b_1, b_3 магнитные напряжения v_2, v_1, v_3 определяют токи i_{I}, i_{II}, i_{III}, которые и должны в сумме дать нуль.

Найденные по этому методу и по приближенному методу раздела b для $q=1$ кривые токов мало отличаются друг от друга, чем вполне подтверждается допустимость приближенного метода (разделы b и c). Это имеет важное значение, так как при $q>1$ метод Штеблейна (разделы d и e) неприменим. Объясняется это тем, что при большом числе ступеней индукции уже не получается простых соотношений, позволяющих определить гармоники тока. Однако, с другой стороны, из рассмотрения кривых фиг. 85 следует, что влияние q на намагничивающий ток ничтожно, благодаря чему практически вполне допустимо пользоваться для нахождения кривой намагничивающего тока более простым и точным способом Штеблейна, принимая $q=1$.



Фиг. 87. Нахождение кривой поля $b_L(x)$ при синусоидальном намагничивающем токе.

f) Приближенное определение эффективного значения. Во многих практических случаях достаточно бывает определить лишь эффективное значение намагничивающего тока.

При соединении звездой без нулевого провода можно исходить из синусоидальности кривой намагничивающего тока, так как мы видели, что в этом случае кривая тока практически мало отличается от синусоиды.

Для основной гармоники кривой возбуждения поля, амплитуда которой согласно ур. (96) тома II

$$\frac{\Theta_1}{2}=\frac{\sqrt{2}m_1}{\pi}\,\frac{\xi_1 w_1}{p}\,I, \qquad (191)$$

определяем кривую поля $b_L=f(x)$. Для этого находим обычным путем (см. разделы IIG2 и 3 и IIIA2 тома I и раздел IIC1 тома II) кривую $b_L=f(2V_V)$, где $V_V=(V_L+V_{Z_1}+V_{Z_2})$, и кривую $[B_L=f(V_0)]=$ $=[B_L=f(V_{A_1}+V_{A_2})]$. Обе эти кривые (одна с положительными, другая с отрицательными абсциссами) показаны на фиг. 87, a. Тогда для некоторой индукции B_L под серединой полюса можно согласно разделу IIB3 с тома II приближенно заменить кривую $b_L=f(V_{Ax})$, относящуюся к путям интегрирования, симметричным к нейтрали ($x=0$ на фиг. 73,a)

и проходящим через воздушный зазор в точках $\pm x$, тонкой прямой, показанной на фиг. 87, *a*. Отсюда получается кривая $b_L = f(2V_V + V_{Ax})$ на фиг. 87, *a*. По этой кривой, как показано на фиг. 87, *b*, можно найти кривую поля $b_L = f(x)$. В этой кривой поля кроме основной гармоники особенно отчетливо выражена третья гармоника. Если кроме первой и третьей гармоник принять во внимание еще и пятую, то согласно фиг. 88, *a* и *b* можно найти следующие соотношения:

Так как мы приняли, что кривая возбуждения поля синусоидальна, то точке $x = \frac{\tau}{2}$ на окружности якоря соответствует полный ток (на одну магнитную цепь), равный Θ_1, точке $x = \frac{\tau}{6}$ — полный ток $\frac{\Theta_1}{2}$ и точке $x = \frac{\tau}{3}$ — полный ток $\sqrt{3}\,\frac{\Theta_1}{2}$. Тогда (фиг. 88, *b*) для $x = \frac{\tau}{2}$

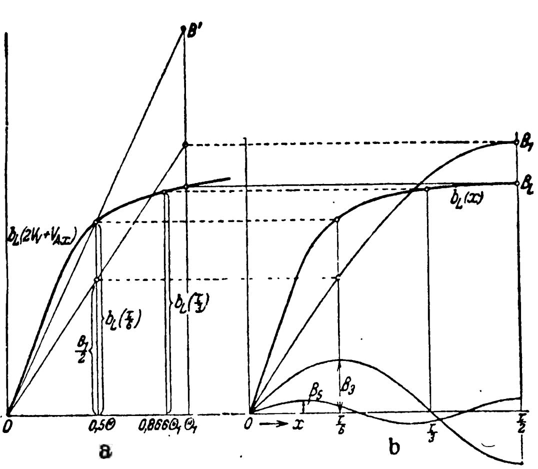
$$B_L = B_1 - B_3 + B_5, \tag{192a}$$

для $x = \frac{\tau}{3}$

$$b_L\left(\frac{\tau}{3}\right) = \frac{\sqrt{3}}{2} B_1 - \frac{\sqrt{3}}{2} B_5, \tag{192b}$$

для $x = \frac{\tau}{6}$

$$b_L\left(\frac{\tau}{6}\right) = \frac{1}{2} B_1 + B_3 + \frac{1}{2} B_5. \tag{192c}$$



Фиг. 88. К выводу ур. (193а — с).

Из этих трех уравнений получаются следующие выражения для амплитуды гармоник

$$B_1 = B_L + B_3 - B_5 = \frac{B_L + b_L\left(\frac{\tau}{6}\right) + \sqrt{3}\, b_L\left(\frac{\tau}{3}\right)}{3}, \tag{193a}$$

$$B_3 = \frac{2b_L\left(\frac{\tau}{6}\right) - B_L}{3}, \tag{193b}$$

$$B_5 = \frac{B_L + b_L\left(\frac{\tau}{6}\right) - \sqrt{3}\, b_L\left(\frac{\tau}{3}\right)}{3}. \tag{193c}$$

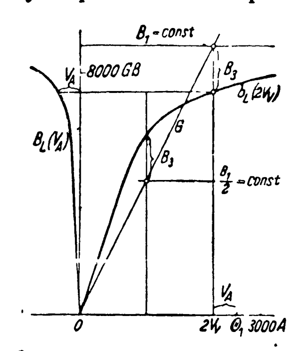
Во многих случаях вполне допустимо пренебречь пятой гармоникой т. е. предполагать, что существуют только первая и третья гармоники. Этим случаем мы в дальнейшем и ограничимся.

Подставляя в ур. (193а — с) $B_5 = 0$, получим

$$B_1 = B_L + B_3, \qquad (194a)$$

$$B_3 = \frac{2b_L\left(\frac{\tau}{6}\right) - B_L}{3} = \frac{B' - B_L}{3}, \qquad (194b)$$

где B' — индукция, которую отсекает на оси ординат ($\Theta_1 = \text{const}$) прямая, проведенная на фиг. 88, a через точку $\frac{\Theta_1}{2}$, $b_L\left(\frac{\tau}{6}\right)$ и через начало координат. Таким образом к намагничивающему току, соответствующему согласно ур. (191) полному току Θ_1, относится индукция B_1 и поток $\Phi_1 = \frac{2\tau l_i B_1}{\pi}$, с помощью которого можно найти основную гармонику индуктированного напряжения E_1 и линейное напряжение $\sqrt{3}\,E_1$, предполагаемое нами синусоидальным. Имеющаяся еще в фазовом напряжении третья гармоника E_3 может быть найдена по потоку $\Phi_3 = \frac{2\tau l_i B_3}{3\pi}$ и частоте $3f_1$. Придавая различные значения намагничивающему току I, можно определить соответственные значения E_1 и построить характеристику намагничивания $E_1 = f(I)$.



Фиг. 89. Приближенное определение эффективного значения намагничивающего тока.

Если желательно определить намагничивающий ток для заданного индуктированного напряжения E_1 без построения кривой $E_1 = f(I)$, то можно воспользоваться следующим приближенным методом [Л. 58] (фиг. 89). Проводим через начало координат прямую G, пересекающую кривую $b_L = f(2V_V)$ так, чтобы точка пересечения ее с прямой $B_1 = \text{const}$ отстояла по оси ординат от кривой $b_L = f(2V_V)$ на такой же отрезок, как и точка пересечения ее с прямой $\frac{B_1}{2} = \text{const}$. Этот отрезок равен амплитуде индукции B_3. Абсцисса точки пересечения прямых G и $B_1 = \text{const}$ определяет магнитное напряжение $2V_V$. Прибавляя к нему еще магнитное напряжение V_A, получим приближенно полный ток Θ_1, из которого, пользуясь ур. (191), можно найти намагничивающий ток

$$I = \frac{\pi}{2\sqrt{2}\,m_1}\,\frac{p}{\xi_1 w_1}\,\Theta_1. \qquad (195)$$

На фиг. 89 определение Θ_1 проделано для индукции B_1 соответственно числовому примеру раздела а.

При соединении **треугольником** фазовый ток уже не будет синусоидальным, а содержит, как было показано в разделе с, ясно выраженную третью гармонику. Последняя создает, однако, в машине не вращающееся, а пульсирующее поле, которое накладывается на вращающееся поле, создаваемое основной гармоникой тока. Величина третьей гармоники тока устанавливается такой, чтобы индуктированное ее пуль-

сирующим полем в обмотке статора напряжение компенсировало напряжение, индуктированное в той же статорной обмотке третьей гармоникой вращающейся кривой поля, созданной основным током.

Для определения эффективного значения фазового тока при соединении треугольником нужно сперва определить эффективное значение при соединении звездой. Тогда с помощью фиг. 85 можно найти основную гармонику фазового тока при треугольнике и по фиг. 84, *a* эффективное значение всего фазового тока (см. стр. 442).

F. ВЫСШИЕ ГАРМОНИКИ ИНДУКЦИИ В ВОЗДУШНОМ ЗАЗОРЕ

1. Обмоточный коэфициент

В разделах a и b мы будем сперва предполагать, что нормальная составляющая поля воздушного зазора у поверхности железа остается неизменной вдоль параллелей к прорезам (шлицам) пазов, содержащих обмотку. В дальнейшем же (раздел c) будет выяснено и влияние скоса пазов.

a) Катушечные обмотки. Напряжение, индуктируемое в каждой фазе обмотки ν-й гармоникой поля воздушного зазора, согласно разделу II C тома I и разделов 43 и 44 книги автора „Якорные обмотки" пропорционально произведению числа последовательно соединенных витков w на обмоточный коэфициент ξ_ν ν-й гармоники. То же произведение согласно разделу IID тома I и разделов 48 и 49 книги „Якорные обмотки" определяет также амплитуду ν-й гармоники кривой возбуждения поля, создаваемой обтекаемой током обмоткой. В перечисленных разделах указан также способ определения обмоточных коэфициентов фазы. Вообще говоря, они определяются из звезды напряжений, как отношение геометрической суммы векторов напряжений всех витков к алгебраической сумме напряжений всех проводников фазы, причем, как указано в разделе 44a книги „Якорные обмотки", каждый виток, расположенный на поверхности якоря, может быть заменен двумя кольцевыми витками, соединения которых между собой при внутренних якорях лежат внутри, а при наружных якорях — снаружи якоря.

Во многих случаях можно несколько катушек, у которых расположенные на поверхности якоря стороны пронизываются токами одного направления, объединить в катушечную группу. В разделе IIC4 тома I и в разделе 44a книги „Якорные обмотки" было показано, что каждая такая катушечная группа состоит из катушек одинаковой ширины или может быть заменена группой из катушек одинаковой ширины. Тогда о б м о т о ч н ы й к о э ф и ц и е н т ξ' т а к о й г р у п п ы равен произведению из „катушечного коэфициента" ς одной катушки на „групповой коэфициент" ζ, т. е. для ν-й гармоники

$$\xi'_\nu = \zeta_\nu \varsigma_\nu. \tag{196}$$

Если гармоникой первого порядка считать синусоиду с длиной волны, равной двойному полюсному делению обмотки, и обозначить через N

общее число пазов, через S — число катушек в группе, имеющих одинаковое число витков, и через W — ширину катушки, то

$$\zeta_\nu = \frac{\sin S\nu\frac{p\pi}{N}}{S\sin\nu\frac{p\pi}{N}} \tag{196a}$$

и

$$\varsigma_\nu = \sin\nu\frac{W}{\tau}\frac{\pi}{2}.^{1} \tag{196b}$$

Значение обмоточного коэфициента катушечной группы определяет кроме числа витков и тока величину амплитуды гармоники кривой возбуждения поля. Во многих случаях достаточно знать только эту величину. Если, однако, требуется определить взаимное расположение гармоник, то необходимо иметь в виду и знак обмоточного коэфициента. Амплитуда всякой гармоники кривой поля возбуждения всегда расположена в середине катушечной группы. Если обозначить это место на поверхности якоря через $x = 0$, т. е. для ν-й гармоники кривой возбуждения поля одной фазы принять выражение

$$v_\nu^1 = V_\nu^1 \cos\nu\frac{x}{\tau}\pi, \tag{196c}$$

то согласно выводу, приведенному в разделе IID тома I знак обмоточного коэфициента [ур. (196), (196a) и (196b)] определяет также и знак амплитуды в точке $x = 0$ на поверхности якоря.

Во многих случаях отдельные катушечные группы одинаковы и соединены так, что их кривые возбуждения поля действуют в одном направлении. В этом случае обмоточный коэфициент ξ_ν всей фазы в целом равен обмоточному коэфициенту катушечной группы

$$\xi_\nu = \xi'_\nu. \tag{197}$$

Если это условие не выполнено, например, в случае многополюсных обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу, то в кривой возбуждения поля появляются еще гармоники с длиной волны, кратной двойному полюсному делению. В этом случае рекомендуется преобразовать уравнение для обмоточного коэфициента, исходя из условия, что длина волны основной гармоники равна полной длине окружности якоря u. В этом случае в отличие от применявшегося раньше обозначения порядка гармоники, при котором длина волны основной гармоники ($\nu = 1$) равна двойному полюсному делению, новый порядок гармоник мы будем обозначать через ν'. Таким образом

$$\nu' = p\cdot\nu. \tag{198}$$

Во избежание путаницы мы будем называть гармонику порядка $\nu' = p$ или $\nu = 1$ — главной, а порядка $\nu' = 1$ — основной.

---

[1] В томе I [ср. ур. (134) тома I с ур. (196b) этого раздела] в выражение катушечного коэфициента входил еще множитель $\sin\frac{\nu\pi}{2} = \pm 1$. В настоящем разделе для упрощения вида уравнений при четных ν мы переносим этот множитель в уравнение для кривой возбуждения поля (см. сноску на стр. 137)

При этих обозначениях обмоточный коэфициент группы, состоящей из S катушек с одинаковым числом витков, для ν-й гармоники равен

$$\xi'_{\nu'} = \zeta_{\nu'} \varsigma_{\nu'}, \tag{199}$$

где

$$\zeta_{\nu'} = \frac{\sin \frac{S\nu'\pi}{N}}{S \sin \frac{\nu'\pi}{N}} \tag{199a}$$

и

$$\varsigma_{\nu'} = \sin \nu' \frac{W}{u} \pi. \tag{199b}$$

Таким образом в этом наиболее общем случае обмоточный коэфициент фазы зависит еще от способа соединения групп.

Соединение отдельных катушечных групп может быть или „последовательным", когда конец каждой группы соединен с началом следующей (фиг. 90, a), или „встречным", когда катушечные группы попеременно соединяются то концами, то началами (фиг. 90, b). Если обозначить через x_1, x_2, $x_3 \ldots$ расстояния на поверхности якоря середин следующих друг за другом катушечных групп (фиг. 90, a и b), то соответствующие фазовые углы

$$\alpha_{\nu'} = \nu' \cdot \frac{x_1}{u} \cdot 2\pi, \tag{200a}$$

$$\beta_{\nu'} = \nu' \cdot \frac{x_2}{u} \cdot 2\pi, \tag{200b}$$

$$\gamma_{\nu'} = \nu' \cdot \frac{x_3}{u} \cdot 2\pi. \tag{200c}$$

Фиг. 90. a — последовательное; b — встречное соединение катушечных групп.

Если обозначить далее произведения из числа катушек S на величину обмоточного коэфициента $\xi'_{\nu'}$ отдельных катушечных групп через

$$A_1 = S_1 \, | \xi'_{\nu'_1} |, \tag{201a}$$

$$A_2 = S_2 \, | \xi'_{\nu'_2} |, \tag{201b}$$

$$A_3 = S_3 \, | \xi'_{\nu'_3} |, \tag{201c}$$

то, полагая для сокращения

$$A_c = A_1 \pm A_2 \cos \alpha_{\nu'} + A_3 \cos(\alpha_{\nu'} + \beta_{\nu'}) \pm A_4 \cos(\alpha_{\nu'} + \beta_{\nu'} + \gamma_{\nu'}) + \ldots \tag{202a}$$

$$A_s = \pm A_2 \sin \alpha_{\nu'} + A_3 \sin(\alpha_{\nu'} + \beta_{\nu'}) \pm A_4 \sin(\alpha_{\nu'} + \beta_{\nu'} + \gamma_{\nu'}) + \ldots, \tag{202b}$$

получим следующее выражение для величины обмоточного коэфициента всей фазы в целом

$$\xi_{\nu'} = \frac{\sqrt{A_c^2 + A_s^2}}{S_1 + S_2 + S_3 + \ldots}. \tag{202}$$

Знак (+) перед A_2 и A_4 в ур. (202a и b) берется при последовательном включении катушечных групп (фиг. 90, a), а знак (—) при встречном соединении (фиг. 90, b).

Из ур. (202) мы определяем только величину обмоточного коэфициента. Чтобы найти положение гармоник вдоль окружности якоря, удобнее всего исходить из одной какой-нибудь катушечной группы, например,

группы I (соответственно A_1) и, пользуясь обмоточным коэфициентом этой группы, определить положение каждой гармоники.

В этом случае результирующая ν'-я гармоника сдвинута по окружности якоря от гармоники группы 1 на дугу $\frac{\varepsilon_{\nu'} u}{2\pi}$ (фиг. 91, *a* и *b*).

b) Короткозамкнутые обмотки. Обмотку в виде беличьей клетки с N_2 пазами можно согласно разделу D1 рассматривать, как N_2-фазную обмотку, содержащую в каждой фазе по одному стержню. Тогда величина обмоточного коэфициента будет такой же, как и у обыкновенной кольцевой катушки (см. фиг. 66, *a* раздела D1), т. е. равна единице.

Фиг. 91. К ур. (202), (202a и b).

Чтобы изменить значение обмоточного коэфициента для определенных гармоник, можно соединить последовательно несколько стержней короткозамкнутой обмотки (см. раздел D2). В наиболее простом случае каждая фаза будет состоять из двух последовательно соединенных стержней, т. е. из одной катушки шириной W. Тогда обмоточный коэфициент

$$\xi_{\nu'} = \sin \nu' \frac{W}{u} \pi. \tag{203}$$

Если в каждой фазе имеются две таких последовательно соединенных катушки (фиг. 92), середины которых сдвинуты на дугу W', то обмоточный коэфициент такой фазы равен

$$\xi_{\nu'} = \cos \nu' \frac{W'}{u} \pi \cdot \sin \nu' \frac{W}{u} \pi. \tag{204}$$

В этом случае обмоточный коэфициент определяет знак косинусоидальной гармоники кривой возбуждения поля в том месте окружности якоря, которое лежит по середине между осями обеих катушек. В общем случае, когда каждая фаза состоит из z последовательно соединенных стержней, сдвинутых на пазовые шаги η_1, η_2, $\eta_3, \ldots$, причем z может быть и нечетным числом, величина обмоточного коэфициента определяется из ур. (202), (202 a) и (202 b) с отрицательным знаком перед A_2 и A_4 в ур. (202 a и b) (встречное соединение, фиг. 91, *b*), при $A_1 = A_2 = \ldots = 1$; $S_1 + S_2 + \ldots = z$ и

$$\alpha_{\nu'} = \nu' \frac{\eta_1}{N_2} 2\pi \tag{205a}$$

$$\beta_{\nu'} = \nu' \frac{\eta_2}{N_2} 2\pi, \tag{205b}$$

$$\gamma_{\nu'} = \nu' \frac{\eta_3}{N_2} 2\pi. \tag{205c}$$

Фиг. 92. К ур. (204).

c) Коэфициент скоса пазов. Для устранения шума машины и заглушения добавочных вредных моментов, которые могут быть вызваны гармониками кривой поля, часто применяют скашивание пазов ротора относительно пазов статора. При этом имеет значение лишь взаимное расположение пазов, и совершенно безразлично, скошены ли пазы статора, ротора или их обоих. Последний, наиболее общий случай для обмотки в виде беличьей клетки показан на фиг. 93, *a*, на которой штрих-

пунктирная линия соответствует одному из пазов статора, а середины роторных пазов совпадают со стержнями клетки, нанесенными жирными линиями. Благодаря взаимному скосу пазов поле воздушного зазора, создаваемое первичной обмоткой, индуктирует во вторичной обмотке несколько меньшее напряжение, и вторичная обмотка взаимодействует с полем, создаваемым первичной обмоткой, в несколько меньшей степени, чем при нескошенных пазах. Указанные обстоятельства могут быть учтены при помощи так называемого коэфициента скоса, на который должен быть умножен обмоточный коэфициент вторичной обмотки (разделы a и b). Что касается первичной обмотки, то здесь коэфициент скоса уже не вводится.

При скосе роторных пазов относительно статорных на величину b при длине паза l (фиг. 93,a) получается по отношению к указанным выше явлениям то же самое, как если бы пазы статора и ротора оставались параллельными оси ротора, но каждый стержень был заменен кольцевой катушкой [ср. (66a)], имеющей ширину b (фиг. 93, b). Таким образом коэфициент скоса равен

$$\chi_{2\nu'} = \frac{\sin \nu' \dfrac{b}{u} \pi}{\nu' \dfrac{b}{u} \pi} = \frac{\sin \nu' \dfrac{b}{t_2} \cdot \dfrac{\pi}{N_2}}{\nu' \cdot \dfrac{b}{t_2} \cdot \dfrac{\pi}{N_2}}, \tag{206}$$

где t_2 — пазовое деление ротора.

Фиг. 93. Вывод коэфициента скоса пазов [ур. (206)].

2. Фиктивные гармоники статорной обмотки

а) Гармоники кривой возбуждения поля. Если кривая возбуждения поля содержит также гармоники, длина волны которых больше двойного полюсного деления обмотки, то рекомендуется применять такую систему обозначения порядка гармоник, при которой длина волны основной гармоники равна длине окружности статора. Тогда в соответствии с разделом 1a порядок гармоники будет обозначаться через $\nu' = p\,\nu$, где $\nu = 1$ будет относиться к гармонике с длиной волны, равной двойному полюсному делению статорной обмотки. Эту гармонику мы будем называть главной.

Будем предполагать, что изменение тока во времени происходит по синусоиде

$$i_1 = \sqrt{2}\, I_1 \sin \omega t, \tag{207a}$$

т. е. будем предусматривать лишь основную гармонику статорного тока, что, как показывает опыт, дает вполне достаточную точность при изучении свойств машины. Тогда на основании раздела IID2 и 3 тома I для ν'-й гармоники кривой возбуждения поля одной фазы в функции положения x_1 на окружности статора и времени t можно написать[1]

$$v^1_{\nu'}(x_1, t) = 2V^1_{\nu'} \sin \omega t \cdot \cos \nu' \frac{\pi}{p\tau} x_1. \tag{207}$$

[1] Множитель $\dfrac{1}{\sin \dfrac{\nu\pi}{2}}$, входивший в уравнение кривой возбуждения поля в томе I, мы в этом томе перенесли в выражение для обмоточного коэфициента ξ (см. сноску на стр. 134). Это было необходимо для упрощения уравнений, так как мы учитываем здесь и гармоники четных порядков.

Здесь
$$V^1_{\nu'} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{w_1 \xi_{\nu'}}{\nu'} I_1, \qquad (207b)$$

где w_1 — число последовательно соединенных витков и $\xi_{\nu'}$ — обмоточный коэфициент одной фазы для ν'-й гармоники (см. раздел 1а). Точка $x_1 = 0$ соответствует тому месту на окружности статора, в котором расположена амплитуда основной гармоники $2V^1_{\nu'} \sin \omega t$.

Если исчислять порядок гармоник так, чтобы главная гармоника $\nu' = p$ была основной $\left(\frac{\nu'}{p} = \nu = 1\right)$, то в ур. (207) и (207b) нужно индекс ν' заменить на ν, а входящую в формулы величину ν' на νp.

Рассмотрим симметричную m_1-фазную обмотку, т. е. такую, у которой фазы смещены по окружности статора на пространственный угол $\frac{2\pi}{pm_1}$, и предположим, что протекающие по фазам токи сдвинуты на временный угол $\frac{2\pi}{m_1}$. Тогда ν'-е гармоники кривых возбуждения поля фаз n и 0 будут сдвинуты на пространственный угол $\frac{\nu' 2\pi n}{pm_1}$ в положительном направлении. Если учесть еще, что ток в фазе n отстает от тока в фазе 0 на временный угол $\frac{2\pi n}{m_1}$, то для ν'-й гармоники кривой возбуждения поля фазы n можно написать

$$v^1_{\nu'}\left(x_1, t\right)_n = 2V^1_{\nu'} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{m_1} n\right) \cos\left(\nu' \frac{\pi}{p\tau} x_1 - \nu' \frac{2\pi}{pm_1} n\right). \qquad (208)$$

Приняв во внимание известное тригонометрическое соотношение

$$\sin \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2} [\sin(\alpha - \beta) + \sin(\alpha + \beta)], \qquad (209a)$$

получим

$$v^1_{\nu'}\left(x_1, t\right)_n = V^1_{\nu'} \left\{ \sin\left[\omega t - \nu' \frac{\pi}{p\tau} x_1 + \left(\frac{\nu'}{p} - 1\right) \frac{2\pi}{m_1} n\right] + \right.$$
$$\left. + \sin\left[\omega t + \nu' \frac{\pi}{p\tau} x_1 - \left(\frac{\nu'}{p} + 1\right) \frac{2\pi}{m_1} n\right] \right\}. \qquad (209)$$

Для отрицательных ν' первый член в фигурных скобках дает то же значение, что второй член для положительных ν' [Л. 82]. Если, следовательно, допустить и отрицательные значения ν', то второй член можно отбросить и мы получим

$$v^1_{\nu'}(x_1, t)_n = V^1_{\nu'} \sin\left[\left(\omega t - \nu' \frac{\pi}{p\tau} x_1\right) + \left(\frac{\nu'}{p} - 1\right) \frac{2\pi}{m_1} n\right]. \qquad (210)$$

Тогда для ν'-й гармоники всей обмотки в целом мы находим следующее выражение:

$$v_{\nu'}(x_1, t) = V^1_{\nu'} \sum_{n=0}^{m_1-1} \sin\left[\left(\omega t - \nu' \frac{\pi}{p\tau} x_1\right) + \left(\frac{\nu'}{p} - 1\right) \frac{2\pi}{m_1} n\right] =$$
$$= V^1_{\nu'} \left[\sin\left(\omega t - \nu' \frac{\pi}{p\tau} x_1\right) \sum_{n=0}^{m_1-1} \cos\left(\frac{\nu'}{p} - 1\right) \frac{2\pi}{m_1} n + \right.$$
$$\left. + \cos\left(\omega t - \nu' \frac{\pi}{p\tau} x_1\right) \sum_{n=0}^{m_1-1} \sin\left(\frac{\nu'}{p} - 1\right) \frac{2\pi}{m_1} n \right]. \qquad (210a)$$

Знак перед $V^1_{\nu'}$ согласно ур. (207b), (199), (199a) и (199b) не зависит от того, учитываем ли мы знак ν' или берем только его абсолютное значение.

Если написать выражение для $v_{\nu'}$ в виде

$$v_{\nu'}(x_1,t)=\varphi_{\nu'}V^1_{\nu'}\sin\left(\omega t-\nu'\frac{\pi}{p\tau}x_1+\gamma_{1\nu'}\right), \tag{211}$$

где

$$\operatorname{tg}\gamma_{1\nu'}=\frac{\sum\limits_{n=0}^{m_1-1}\sin\left(\frac{\nu'}{p}-1\right)\frac{2\pi}{m_1}n}{\sum\limits_{n=0}^{m_1-1}\cos\left(\frac{\nu'}{p}-1\right)\frac{2\pi}{m_1}n}, \tag{211a}$$

то

$$\varphi_{\nu'}=\sqrt{\left[\sum_{n=0}^{m_1-1}\cos\left(\frac{\nu'}{p}-1\right)\frac{2\pi}{m_1}n\right]^2+\left[\sum_{n=0}^{m_1-1}\sin\left(\frac{\nu'}{p}-1\right)\frac{2\pi}{m_1}n\right]^2}. \tag{211b}$$

b) Практически встречающиеся порядковые числа. Для обычно применяемых статорных обмоток

$$\frac{\nu'}{p}=\nu=\text{целому числу.} \tag{212}$$

Этим случаем мы и ограничимся. Тогда суммы в ур. (211a и b), как правило, равны нулю. Они лишь тогда могут отличаться от нуля, когда все слагаемые находятся в фазе, т. е. когда

$$\left(\frac{\nu'}{p}-1\right)\frac{2\pi}{m_1}=k_1 2\pi \tag{213a}$$

или

$$\nu=\frac{\nu'}{p}=k_1m_1+1, \tag{213}$$

где k_1 — произвольное положительное или отрицательное целое число, включая и нуль. В случае симметричной трехфазной обмотки, которая может создавать лишь гармоники нечетного порядка ν ($\xi_{\nu=\text{нечетн.}}=0$), для k_1 можно брать лишь четные значения.

Для порядковых чисел, удовлетворяющих ур. (213), величины $\varphi_{\nu'}=$ $=m_1$ и $\gamma_{1\nu'}=0$. При этих условиях ур. (211) получает вид

$$v_{\nu'}(x_1,t)=V_{\nu'}\sin\left(\omega t-\nu'\frac{\pi}{p\tau}x_1\right), \tag{214}$$

где амплитуда

$$V_{\nu'}=m_1V^1_{\nu'}=\frac{m_1\sqrt{2}}{\pi}\,\frac{w_1\xi_{1\nu'}}{\nu'}\,I_1. \tag{214a}$$

Все положительные целые значения k_1, включая нуль, дают [ур. (213)] положительные значения порядкового числа ν', т. е. согласно ур. (214) гармоники, вращающиеся в положительную сторону, а все отрицательные целые значения k_1 дают отрицательные ν', т. е. гармоники, вращающиеся в отрицательную сторону. Таким образом знак перед k_1 или ν' опреде-

ляет одновременно направление, в котором вращаются гармоники порядка ν'. Например, для трехфазной обмотки ($m_1 = 3$) мы находим

$$\begin{aligned} k_1 &= (-5) \ \ -4 \ \ (-3) \ -2 \ (-1) \ 0 \ (1) \ 2 \ \ (3) \ \ 4 \ \ (5), \\ \nu = \frac{\nu'}{p} &= (-14) \ -11 \ (-8) \ -5 \ (-2) \ 1 \ (4) \ 7 \ (10) \ 13 \ (16). \end{aligned} \quad (215)$$

Нечетные значения k_1 и четные значения $\frac{\nu'}{p}$ взяты в скобки, так как у обычных трехфазных обмоток они отсутствуют.

Когда мы говорим о гармониках меньшего или большего порядка, мы всегда подразумеваем только абсолютную величину порядкового числа. Точно так же, если порядковое число является индексом, мы, как правило, знак перед ним отбрасываем.

с) Кривая поля. Чтобы найти из кривой возбуждения поля фиктивную индукцию в воздушном зазоре, предположим, что прорезы (шлицы) пазов статора и ротора имеют бесконечно малую ширину. Влияние прорезов мы учтем приближенно, умножив действительную длину воздушного зазора δ на коэфициент Картера k_C

$$\delta' = \delta k_C. \quad (216)$$

Влияние магнитного напряжения в железе проявляется как еще некоторое увеличение длины воздушного зазора. Этот увеличенный воздушный зазор $\delta'' > \delta'$ для отдельных гармоник в общем случае будет неодинаковым и для гармоник с очень большим порядковым числом он приближается к величине δ', так как поток таких гармоник замыкается, главным образом, через головки зубцов, не заходя в самые зубцы и спинку статора.

Индукцию, создаваемую статорной обмоткой в воздушном зазоре, мы получим, умножая ординаты кривой возбуждения поля на магнитную проницаемость Π_0 воздуха и деля результат на длину воздушного зазора δ''. Таким образом для ν'-й гармоники индукция согласно ур. (214)

$$b_{\nu'}(x_1, t) = B_{\nu'} \sin\left(\omega t - \frac{\nu'\pi}{p\tau} x_1\right) \quad (217)$$

где амплитуда

$$B_{\nu'} = \frac{m_1 \sqrt{2}}{\pi} \frac{\Pi_0}{\delta''} \frac{w_1 \xi_{1\nu'}}{\nu'} I_1. \quad (217a)$$

Окружная скорость гармоники относительно статора согласно стр. 137 тома I при

$$\omega t - \frac{\nu'\pi}{p\tau} x_1 = \text{const} \quad (218)$$

получается равной

$$v_{1\nu'} = \frac{dx_1}{dt} = \frac{p\tau}{\nu'\pi} \omega = \frac{p}{\nu'} v_p, \quad (218a)$$

где

$$v_p = \frac{\tau\omega}{\pi} = 2\tau f_1 \quad (218b)$$

представляет собой окружную скорость главной гармоники $\left(\frac{\nu'}{p} = 1\right)$.

Для определения тока ротора (этот вопрос будет рассмотрен в разделе G1h) нужно созданную статором гармонику индукции привести

к окружности ротора. Точка $x_2 = 0$ на окружности ротора пусть в момент времени $t = 0$ совпадает с точкой $x_1 = 0$ на окружности статора. При скольжении s ротора относительно главной гармоники $\nu = \frac{\nu'}{p} = 1$ мы получаем для окружной скорости ротора выражение

$$(1-s)\frac{\omega}{p}\frac{p\tau}{\pi} = (1-s)\frac{\tau}{\pi}\omega. \tag{219a}$$

Отсюда x_2 на окружности ротора в момент времени t будет равно

$$x_2 = x_1 - (1-s)\frac{\tau}{\pi}\omega t. \tag{219b}$$

Подставляя найденное отсюда значение x_1 в ур. (217), получим созданную статорной обмоткой ν'-ю гармонику индукции на окружности ротора

$$b_{\nu'}(x_2, t) = B_{\nu'} \sin\left(s_{\nu'}\omega t - \frac{\nu'\pi}{p\tau}x_2\right), \tag{220}$$

где

$$s_{\nu'} = 1 - \frac{\nu'}{p}(1-s). \tag{220a}$$

Величина $s_{\nu'}\omega$ представляет собой круговую частоту роторного тока, индуктированного статорной гармоникой ν'-го порядка. Здесь, как и раньше, могут иметь место порядковые числа ν' гармоник, определяемые ур. (213).

Окружная скорость ν'-й гармоники статорной обмотки относительно ротора

$$v_{2\nu'} = \frac{dx_2}{dt} = \frac{s_{\nu'}p}{\nu'}v_p. \tag{221}$$

3. Фиктивные гармоники роторной обмотки

Рассмотрим μ'-ю гармонику роторной обмотки, создаваемую роторным током

$$i_{2\nu'} = \sqrt{2}\, I_{2\nu'} \sin s_{\nu'}\omega t, \tag{222}$$

индуктированным в свою очередь ν'-й гармоникой фиктивного поля воздушного зазора от статорной обмотки. При этом мы будем различать два случая.

а) **Роторная и статорная обмотки выполнены с одинаковым числом полюсов.** Первоначально будем предполагать, что роторная обмотка выполнена с тем же числом пар полюсов p, что и статорная обмотка. В этом случае фазы обмотки сдвинуты по окружности ротора на пространственный угол $\frac{2\pi}{pm_2}$. Гармоники μ'-го порядка фаз n и 0 сдвинуты на пространственный угол $\frac{\mu_1 2\pi n}{pm_2}$ в положительном направлении, а ток в фазе n отстает от тока в фазе 0 на временный угол

$\frac{\nu' 2\pi n}{p m_2}$. Тогда для μ'-й гармоники кривой поля возбуждения фазы n можно [ср. ур. (208)] написать

$$v_{\mu'}^1 (x_2, t)_n =$$
$$= 2V_{\mu'}^1 \sin \left(s_{\nu'}\omega t - \nu' \frac{2\pi}{p m_2} n\right) \cos \left(\mu' \frac{\pi}{p\tau} x_2 - \mu' \frac{2\pi}{p m_2} n\right), \quad (223)$$

где [ср. ур. (207b) амплитуда

$$V_{\mu'}^1 = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{w_2 \xi_{2\mu'}}{\mu'} I_{2\nu'}. \quad (223a)$$

Проделав соответственные преобразования (ср. раздел 2) и допуская для μ' все положительные и отрицательные числа, получим выражение, соответствующее ур. (210),

$$v_{\mu'}^{1'} (x_2, t)_n = V_{\mu'}^1 \sin \left[\left(s_{\nu'}\omega t - \mu' \frac{\pi}{p\tau} x_2\right) + (\mu' - \nu') \frac{2\pi}{p m_2} n\right]. \quad (224)$$

Так как μ' и ν' всегда являются целыми числами, то гармоника кривой возбуждения поля всех m_2 фаз в целом лишь тогда не равна нулю, если выполнено условие

$$(\mu' - \nu') \frac{2\pi}{p m_2} = k_2 2\pi, \quad (225)$$

где k_2 может принимать значения всех положительных и отрицательных целых чисел, включая и 0. Другими словами, в кривой возбуждения поля ротора, которую создает ток, индуктированный в роторной обмотке ν'-й гармоникой статора, содержатся лишь гармоники порядков

$$\mu' = k_2 p m_2 + \nu'. \quad (226)$$

Соответствующий множителю $\varphi_{\nu'}$ множитель $\varphi_{\mu'}$ равен тогда m_2, и мы получаем

$$v_{\mu'} (x_2, t) = V_{\mu'} \sin \left(s_{\nu'}\omega t - \mu' \frac{\pi}{p\tau} x_2\right), \quad (227)$$

где амплитуда

$$V_{\mu'} = \frac{m_2 \sqrt{2}}{\pi} \frac{w_2 \xi_{2\mu'}}{\mu'} I_{2\nu'}. \quad (227a)$$

Подставляя ν' из ур. (213) в ур. (226), получим

$$\mu = \frac{\mu'}{p} = k_1 m_1 + k_2 m_2 + 1. \quad (228)$$

Роторная обмотка всегда создает прежде всего ($k_1 = k_2 = 0$) гармонику с длиной волны, равной двойному полюсному делению статорной обмотки ($\mu = 1$), и если $m_2 = m_1$, роторная обмотка создает все те же гармоники, что и статорная обмотка.

b) Роторная обмотка выполнена с произвольным числом полюсов. Допустим теперь, что роторная обмотка выполнена так, что при намотке отдельных фаз не предусмотрено определенное число полюсов, но фазы сдвинуты друг от друга по окружности ротора на пространственный угол $\frac{2\pi}{m_2}$. Тогда в ур. (223) до (226) вместо $p m_2$ нужно подставить m_2, и мы получим

$$\mu' = k_2 m_2 + \nu'. \quad (229)$$

Ур. (227) сохраняет свой вид и для этого случая.

Рассматриваемый случай включает в себя также и обмотку в виде беличьей клетки с $m_2 = N_2$. При выводе уравнений мы прежде всего предполагаем, что число последовательно соединенных стержней одной фазы является четным, так как они выведены исходя из кривой возбуждения поля одного витка. Амплитуду кривой возбуждения поля симметричной многофазной обмотки с одним лишь стержнем в фазе мы получим, разделив амплитуду $V^1_{\mu'}$ обмотки с w_2 полными витками [ур. (223а)] на произведение $z\xi_{2\mu'}$ числа стержней в фазе $z = 2w_2$ на обмоточный коэфициент $\xi_{2\mu'}$. То, что при этом не будет никакого циркулярного намагничивания спинки статора, как это было бы при наличии лишь одного обтекаемого током стержня, вытекает из условия, что в любой момент сумма всех токов равна нулю. Поэтому найденные выше выражения для амплитуд отдельных гармоник сохраняют силу и при нечетном числе стержней на фазу, т. е. и для обмотки в виде беличьей клетки с $z = 1$, если только положить

$$w_2 = \frac{z}{2}. \tag{230а}$$

Тогда для амплитуды $V_{\mu'}$ кривой возбуждения поля в ур. (227), можно на основании ур. (230а) написать

$$V_{\mu'} = \frac{m_2 \sqrt{2}}{2\pi} \frac{z\xi_{2\mu'}}{\mu'} I_{2\nu'}, \tag{230}$$

где для беличьей клетки нужно взять $m_2 = N_2$ и $z = 1$. Величина $\xi_{2\mu'}$ представляет собой обмоточный коэфициент фазы роторной обмотки, т. е. для беличьей клетки $\xi_{2\mu'} = 1$.

На основании ур. (227) прежде всего при $k_2 = 0$ появляется μ'-я гармоника роторной обмотки, порядок которой равен порядку ν' статорной гармоники, индуктирующей ток в роторе. Кроме нее возникают лишь такие гармоники порядков μ', которые на положительное или отрицательное кратное от m_2 отличаются от порядка ν' гармоник статорной обмотки. При больших значениях m_2 и малых значениях ν' возможны, следовательно, лишь гармоники очень больших порядков. Если взять, например, машину с четырехполюсной статорной обмоткой и с $N_2 = 46$ пазами на роторе, то для статорной гармоники порядка $\nu = \frac{\nu'}{p} = -5$ получаются следующие гармоники роторной обмотки:

$k_2 =$	-3	-2	-1	0	1	2	$3,$
$\mu' =$	-148	-102	-56	-10	36	82	$128,$
$\frac{\mu'}{p}$	-74	-51	-28	-5	18	41	$64.$

(231)

Следует отметить, что роторная гармоника с длиной волны, равной двойному полюсному делению $\left(\frac{\mu'}{p} = \pm 1\right)$, в этом случае отсутствует.

Для того чтобы роторные токи, индуктированные гармоникой порядка $\nu' \neq p$ статорной обмотки, создали гармонику с длиной волны, равной

двойному полюсному делению статорной обмотки, необходимо согласно ур. (229) и (213) соблюдение условия

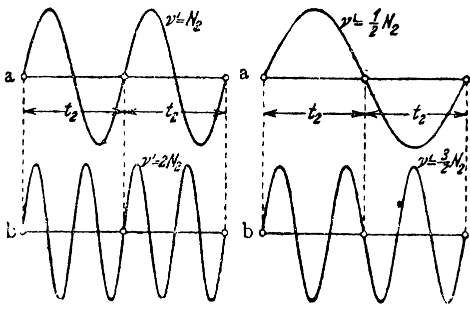
$$\frac{\mu'}{p} = \pm 1 = 1 + k_1 m_1 + k_2 \frac{m_2}{p} . \tag{232a}$$

Решая это уравнение относительно $k_1 m_1$ и подставив найденное значение в ур. (213), получим

$$\nu = \pm 1 - k_2 \frac{m_2}{p} . \tag{232b}$$

При этом выпадают еще все порядковые числа ν, которые делятся на m_1, так как в симметричной m_1-фазной статорной обмотке они не могут иметь места. В ур. (232b) знак (+) перед 1 берется для гармоник, вращающихся в направлении главного поля статорной обмотки, а знак (—) для гармоник с обратным направлением вращения.

В нашем примере $m_1 = 3$, $m_2 = N_2 = 46$ и $p = 2$. Поэтому ν будет равно (∓ 22), ± 47, (∓ 68), (± 70), ∓ 91, (± 116), ∓ 137, ± 139 и т. д. Четные порядковые числа взяты в скобки, так как при обычно применяемых статорных обмотках соответствующие гармоники отсутствуют. Таким образом мы видим, что кроме основной гармоники роторные токи, создающие роторные поля с длиной волны, равной двойному полюсному делению, индуктируются гармониками статора лишь очень больших порядков.



Фиг. 94 и 95. Особые случаи числа стержней N_2 обмотки в виде беличьей клетки.

c) Особые случаи. Из значений μ' в ур. (229) мы должны еще исключить такие порядковые числа, для которых ток в роторной обмотке равен нулю. Это будет в том случае, если порядок статорной гармоники является кратным числа стержней ротора N_2 (фиг. 94,*a* и *b*). Индуктированные в стержнях напряжения имеют тогда одинаковую фазу и ток в клетке проходить не может, так как нет обратного провода. Условием этого является

$$\nu' = kN_2, \tag{233}$$

где k может быть любым целым числом за исключением нуля. В нашем примере ($N_2 = 46$, $p = 2$) наименьшим порядковым числом для этого случая будет $\nu' = -46$, т. е. $\nu = \frac{\nu'}{p} = -23$. Таким образом условие (233) выполняется лишь при больших порядковых числах статорных гармоник.

Другой особый случай мы будем иметь, когда порядковое число ν' составляет половину нечетного кратного числа стержней, т. е. когда имеет место условие

$$\nu' = \frac{u}{2} N_2, \tag{234}$$

где u — целое нечетное число (фиг. 95, a и b). В этом случае токи, индуктированные в соседних стержнях ротора, сдвинуты по фазе точно на половину периода ν'-й статорной гармоники и поэтому создают не вращающееся, а пульсирующее поле. Этот случай согласно ур. (234) может иметь место лишь при определенных четных числах стержней, при которых удовлетворяется также и ур. (213).

Порядковые числа μ' роторных гармоник для этого особого случая должны согласно ур. (229) и (234) удовлетворять условию

$$\mu' = \left(k_2 + \frac{u}{2}\right) N_2. \tag{234a}$$

Для $k_2 = ug$ и $k_2 = -u(g+1)$, где g — произвольное целое число, включая и нуль, получаются согласно ур. (234а) всегда такие значения μ', которые отличаются лишь знаком. Обе эти вращающиеся в противоположные стороны с одинаковой скоростью волны дают в результате согласно разделу IID2 тома I стоячую пульсирующую волну.

В нашем примере ($N_2 = 46$) ур. (234) всегда дает нечетные числа, тогда как статорная обмотка вследствие четного числа пар полюсов ($p = 2$) образует гармоники лишь четного порядка ν'. Таким образом рассмотренный особый случай в нашем примере невозможен. Если бы мы взяли $N_2 = 44$, то наименьшее порядковое число ν', удовлетворяющее условию (234), при $u = 1$ получилось бы равным 22. Отсюда согласно ур. (234а) мы находим

$$\left.\begin{array}{lrrrrrr} k_2 = & -3 & -2 & -1 & 0 & 1 & 2 \\ \mu' = & -110 & -66 & -22 & +22 & +66 & +110 \end{array}\right\} \tag{234b}$$

В результате получились пары чисел μ', отличающиеся только знаками, т. е. направлением вращения.

d) Кривая поля. После того как мы подробно рассмотрели оба случая (разделы a и b), различающиеся порядками μ' роторных гармоник [ур. (226) и (229)] мы можем написать уравнение создаваемой роторной обмоткой фиктивной гармоники индукции в воздушном зазоре. Для этого нужно умножить ур. (227) на $\frac{\Pi_0}{\delta''}$. Кроме того, нужно еще принять во внимание ур. (230), чтобы не исключать обмоток с нечетным числом стержней на фазу. Тогда

$$b_{\mu'}(x_2, t) = B_{\mu'} \sin\left(s_{\nu'}\omega t - \mu' \frac{\pi}{p\tau} x_2\right), \tag{235}$$

где

$$B_{\mu'} = \frac{m_2\sqrt{2}}{2\pi} \frac{\Pi_0}{\delta''} \frac{z\xi_{2\mu'}}{\mu'} I_{2\nu'}. \tag{235a}$$

Для обмоток в виде беличьей клетки нужно подставить

$$m_2 = N_2, \quad \xi_{2\mu'} = 1 \quad \text{и} \quad z = 1.$$

Окружная скорость этой гармоники относительно ротора

$$v_{2\mu'} = \frac{dx_2}{dt} = \frac{s_{\nu'} p\tau}{\mu'\pi}\omega = \frac{p}{\mu'}\left[1 - \frac{\nu'}{p}(1-s)\right] v_p =$$
$$= \frac{1}{\mu'}(p v_p - \nu' v_{мех}), \tag{235b}$$

где v_p — окружная скорость главной гармоники статора ($\nu' = p$) и
$v_{мех}$ — окружная скорость ротора.

Если привести гармоники ротора к статору, то при x_2 по ур. (219b) ($x_2 = 0$ при $t = 0$) получим

$$b_{\mu'}(x_1, t) = B_{\mu'} \sin \left[\left(1 + \frac{\mu' - \nu'}{p}(1 - s)\right)\omega t - \mu' \frac{\pi}{p\tau} x_1\right]. \quad (236)$$

Отсюда скорость относительно статора получается равной

$$v_{1\mu'} = \frac{dx_1}{dt} = \frac{p}{\mu'}\left[1 + \frac{\mu' - \nu'}{p}(1 - s)\right] v_p =$$
$$= \frac{p}{\mu'}\left[v_p + \frac{\mu' - \nu'}{p} v_{мех}\right]. \quad (236a)$$

Если статорная и роторная обмотки выполнены с одинаковым числом полюсов, то согласно ур. (226) в ур. (236) и (236а) нужно подставить

$$\frac{\mu' - \nu'}{p} = \mu - \nu = k_2 m_2. \quad (237a)$$

Если роторная обмотка не выполнена для определенного числа полюсов, то согласно ур. (229)

$$\frac{\mu' - \nu'}{p} = \mu - \nu = \frac{k_2 m_2}{p}, \quad (237b)$$

где для беличьей клетки $m_2 = N_2$.

G. РЕАКТИВНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАССЕЯНИЯ

1. Рассеяние воздушного зазора

а) Вращающийся и неподвижный ротор. Под рассеянием воздушного зазора мы будем понимать все явления рассеяния, совершающиеся в воздушном зазоре индукционной машины. В литературе встречается еще название двойное или двухкратно-сцепленное рассеяние, так как часть имеющихся здесь линий рассеяния сцеплена как с первичной, так и с вторичной обмоткой. Для определения реактивных сопротивлений рассеяние воздушного зазора часто разлагают на две части, а именно на двойное рассеяние, которое имело бы место при бесконечно большом числе пазов, и на рассеяние головок зубцов (зигзаг-рассеяние), которое вызвано исключительно наличием пазов статора и ротора. Крондль (Krondl) [Л. 70] показал, что это разложение при малом числе пазов q на полюс и фазу приводит к слишком большим значениям рассеяния воздушного зазора.

При изучении рассеяния воздушного зазора необходимо строго различать случай вращающегося ротора и случай неподвижного ротора (индукционный регулятор).

При вращении индукционной машины особое значение приобретает главная гармоника ($\nu = 1$). Высшие гармоники увеличивают падение напряжения и являются, как мы увидим в разделе H, источником добавочных вращающих моментов, вредное влияние которых особенно заметно при пуске машины в качестве двигателя. Вблизи номинального режима эти моменты практически исчезают. Поэтому принято лишь реактивное сопротивление X_{h_1}, соответствующее главной гармонике

индукции в воздушном зазоре, имеющей длину волны, равную двойному полюсному делению первичной обмотки $\left(\nu = \frac{\nu'}{p} = 1\right)$, называть главным или полезным реактивным сопротивлением.

Реактивное же сопротивление, соответствующее остальным гармоникам индукции в воздушном зазоре, обозначают как реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора.

Термин „рассеяние воздушного зазора" станет еще более понятным, если исходить из уравнений напряжений машины [ур. (26а и b)]. Смысл ур. (26а), относящегося к статору, состоит в том, что сумма всех напряжений, имеющих частоту сети, равна приложенному (синусоидальному) напряжению на зажимах. Основная гармоника I_1 статорного тока, вызываемая первичным напряжением на зажимах, создает поле, все гармоники которого индуктируют в обмотке статора напряжения, имеющие частоту сети. Поэтому все они должны быть учтены в уравнении напряжений статора. При вращении машины эти гармоники индуктируют в роторе напряжения и токи различных частот, которые должны поэтому рассматриваться отдельно. Основное значение имеет роторный ток I_2, создаваемый основной гармоникой статорного поля и имеющий частоту sf_1. Для его определения служит ур. (26b), являющееся балансом всех напряжений частоты sf_1. Таким образом гармоники создаваемого током I_1 статорного поля на уравнение напряжений ротора никакого влияния не оказывают. Поэтому и индуктированное в статорной обмотке напряжение мы по отношению к частоте сети должны рассматривать как напряжение рассеяния статора.

Наличие ротора не остается без влияния на статорные гармоники, так как индуктированные ими в роторе токи воздействуют на гармоники в смысле их ослабления (реакция ротора). Индуктированное статорными гармониками (с учетом реакции ротора) напряжение является статорным напряжением рассеяния воздушного зазора. Реакция ротора практически имеет значение, как мы увидим в разделе h, лишь в том случае, когда роторная обмотка выполнена в виде беличьего колеса.

Совершенно аналогичным путем можно прийти к определению роторного рассеяния воздушного зазора. Ток I_2, создаваемый основной гармоникой статорного поля и пульсирующий с частотой sf_1, в свою очередь возбуждает поле, все гармоники которого индуктируют в роторе напряжения частоты sf_1. При вращении машины гармоники этого поля индуктируют напряжения в статорной обмотке, частота которых отличается от частоты сети и которые поэтому не входят в уравнение напряжений статора. Таким образом созданные током I_2 гармоники приобретают значение рассеяния ротора. Статор может оказывать на роторные гармоники обратное действие, т. е. ослаблять их (реакция статора). Напряжение, индуктированное этими гармониками в роторе (с учетом реакции статора), является роторным напряжением рассеяния воздушного зазора. Для того чтобы определить величину этого напряжения, в случае когда мы пренебрегаем реакцией статора, нужно просуммировать все напряжения, индуктированные в роторной обмотке роторными гармониками. В разделе h будет показано, что влиянием реакции статора можно, как правило, пренебрегать.

В случае если ротор индукционной машины находится в покое, каждая гармоника поля в воздушном зазоре индуктирует как в первичной, так и во вторичной обмотках напряжения одной и той же частоты, а именно частоты сети. Поэтому, строго говоря, здесь нет различия между главной и высшими гармониками.

В то время как при вращении ротора разделение поля в воздушном зазоре на полезное и поле рассеяния логически вытекает из природы имеющих здесь место явлений, определение рассеяния воздушного зазора при неподвижном роторе является до известной степени произвольным.

Если обозначить через L_1 и L_2 самоиндуктивности одной фазы первичной и вторичной обмоток, а через L_{12} их взаимоиндуктивность, но для результирующих катушечных потоков статорной (ψ_{1r}) и роторной (ψ_{2r}) обмоток будут иметь место уравнения

$$\psi_{1r} = L_1 i_1 + L_{12} i_2, \tag{238a}$$

$$\psi_{2r} = L_2 i_2 + L_{12} i_1. \tag{238b}$$

Вводя некоторые (пока произвольные) числовые значения λ_1 и λ_2, можно также написать

$$\psi_{1r} = (L_1 - \lambda_1 L_{12})\, i_1 + L_{12}\,(\lambda_1 i_1 + i_2) = \psi_{1\sigma} + \psi_{1hr}, \tag{239a}$$

$$\psi_{2r} = (L_2 - \lambda_2 L_{12})\, i_2 + L_{12}\,(i_1 + \lambda_2 i_2) = \psi_{2\sigma} + \psi_{2hr}. \tag{239b}$$

В этих уравнениях первый член определяет катушечный поток рассеяния ($\psi_{1\sigma}$ и $\psi_{2\sigma}$), а второй член — главный катушечный поток (ψ_{1hr} и ψ_{2hr}). Если пазы ротора скошены относительно пазов статора, то в L_{12} должен быть введен коэфициент скоса. Полагая в ур. (239a и b) i_2 и соответственно i_1 равными нулю, получим первичный $\left(\frac{\psi_{1\sigma}}{\psi_{1hr}}\right)$ и вторичный $\left(\frac{\psi_{2\sigma}}{\psi_{2hr}}\right)$ коэфициенты рассеяния

$$\sigma_1 = \frac{L_1 - \lambda_1 L_{12}}{\lambda_1 L_{12}}, \tag{240a}$$

$$\sigma_2 = \frac{L_2 - \lambda_2 L_{12}}{\lambda_2 L_{12}}. \tag{240b}$$

Из определения полного коэфициента рассеяния

$$\sigma = 1 - \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2} = 1 - \frac{1}{(1+\sigma_1)(1+\sigma_2)} \tag{240}$$

можно с помощью ур. (240a и b) найти еще соотношение

$$\lambda_2 = \frac{1}{\lambda_1}. \tag{241}$$

Таким образом первичное и вторичное рассеяние, выраженное через коэфициенты рассеяния σ_1 и σ_2, зависит от выбора числового значения λ_1, тогда как полный коэфициент рассеяния от него не зависит. Величину λ_1 нужно при практических расчетах брать такой, чтобы для обеих обмоток получался один и тот же главный поток.

В случае **обычного трансформатора** таким потоком является поток сердечника φ_{hr}. Тогда на основании ур. (239a и b)

$$L_{12}(\lambda_1 i_1 + i_2) = w_1 \varphi_{hr}, \tag{242a}$$

$$L_{12}(i_1 + \lambda_2 i_2) = w_2 \varphi_{hr}. \tag{242b}$$

Разделив одно уравнение на другое, получим

$$(\lambda_1 w_2 - w_1)\, i_1 - (\lambda_2 w_1 - w_2)\, i_2 = 0. \tag{242c}$$

Так как это уравнение должно удовлетворяться при любых значениях i_1 и i_2 в том числе и при $i_1 = 0$ и $i_2 = 0$, то

$$\lambda_1 = \frac{1}{\lambda_2} = \frac{w_1}{w_2}. \tag{242}$$

В случае **индукционного регулятора** общим для обеих обмоток является поток в воздушном зазоре. Предполагая, что числа фаз статорной и роторной обмотки одинаковы, из уравнений

$$L_{12}\ (\lambda_1 i_1 + i_2) = \xi_1 w_1 \varphi_{hr}, \tag{243a}$$

$$L_{12}\ (i_1 + \lambda_2 i_2) = \xi_2 w_2 \varphi_{hr} \tag{243b}$$

находим

$$\lambda_1 = \frac{1}{\lambda_2} = \frac{\xi_1 w_1}{\xi_2 w_2}, \tag{243}$$

где ξ_1 и ξ_2 представляют собой общие обмоточные коэфициенты (включая гармоники), т. е. отношение среднего потока витка к потоку воздушного зазора. Если обмоточные коэфициенты обеих обмоток одинаковы ($\xi_1 = \xi_2$), то λ_1, как и для обычного трансформатора, равно $\frac{w_1}{w_2}$. При нескошенных пазах рассеяние воздушного зазора будет равно нулю, если оси статорной и роторной обмоток совпадают. Как только ротор будет повернут из этого положения, взаимоиндуктивность L_{12} изменится и возникнет рассеяние воздушного зазора.

Вместо общих обмоточных коэфициентов ξ_1 и ξ_2 можно без большой ошибки взять обмоточные коэфициенты основной гармоники, с которыми мы имели дело в случае вращающейся машины. Тогда можно показать, что среднее для всех положений ротора значение рассеяния воздушного зазора при неподвижной машине практически будет равно рассеянию воздушного зазора при вращении [Л. 70]. Опыт также показывает, что конец вектора тока при неподвижном роторе, найденного как среднее значение для различных положений ротора относительно статора, лежит на той же окружности, что и для вращающейся машины. Среднее значение тока нужно определять в пределах дуги окружности, соответствующей такому повороту ротора, после которого взаимное расположение статорной и роторной обмотки повторяется. В случае обычных трехфазных обмоток на статоре и роторе это будет иметь место после поворота на $\frac{1}{3}$ полюсного деления, в случае же роторной обмотки в виде беличьего колеса — после поворота на одно пазовое деление ротора.

Таким образом среднее значение рассеяния воздушного зазора равно рассеянию воздушного зазора вращающейся машины. В случае индукционного регулятора обычно обмотки статора и ротора имеют одинаковое число полюсов и фаз. Тогда при равенстве числа пазов статора и ротора реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора в одном предельном положении равно нулю, а в другом предельном положении приблизительно вдвое больше, чем у вращающейся машины. О влиянии положения ротора на рассеяние воздушного зазора при различных числах пазов в статоре и роторе см. [Л. 65 и 70].

В дальнейшем мы можем ограничиться исследованием рассеяния воздушного зазора лишь у вращающейся машины. При этом мы первоначально будем иметь в виду машину многофазную.

b) Рассеяние воздушного зазора без учета реакции, ширины пазового прореза и насыщения железа. При этих условиях статорное рассеяние воздушного зазора не зависит от роторного и может определяться для каждой обмотки отдельно. В разделе IIB4a тома II мы уже определили при тех же упрощениях реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора X_o [см. ур. (120), (121a и b)]. Если для реактивного сопротивления одной фазы статора, вызванного рассеянием воздушного зазора, написать выражение

$$X_{1o} = \sigma_{1o} X_{1h}, \tag{244}$$

где согласно ур. (69a) тома II

$$X_{1h} = 1,6\, m_1 \frac{f_1}{100} \left(\frac{w_1 \xi_{1,1}}{100}\right)^2 \frac{\tau}{100\delta''} \frac{l_i}{p}\ \Omega \tag{244a}$$

является реактивным сопротивлением главной гармоники

$$\nu = \frac{\nu'}{p} = 1,\ ^1 \text{ то } \sigma_{1o} = \sum_{\nu \neq 1} \left(\frac{\xi_{1\nu}}{\nu \xi_{1,1}}\right)^2 \tag{244b}$$

представляет собой коэфициент рассеяния воздушного зазора для статорной обмотки. В этих формулах:

m_1 — число фаз;
f_1 — частота в Hz;
w_1 — число последовательно соединенных витков;
$\xi_{1,1}$ — обмоточный коэфициент статорной фазы для главной гармоники;
$\xi_{1\nu}$ — обмоточный коэфициент статорной фазы для ν-й гармоники;
p — число пар полюсов;
τ — полюсное деление;
δ'' — длина воздушного зазора;
l_i — теоретическая длина статора

(все длины выражены в cm).

---

[1] Строго говоря, вместо X_{1h} нужно было бы писать X_{1h1}, но для простоты мы индекс, указывающий порядок гармоники, у реактивного сопротивления главной гармоники будем опускать. Точно так же мы иногда будем опускать этот индекс и у обмоточного коэфициента $\xi_{1,1}$ [см., например, ур. (195)].

Если, как мы условились, пренебрегать шириной пазового прореза и магнитным сопротивлением железа, то $\delta'' = \delta =$ действительной длине воздушного зазора. В ур. (244b) суммирование должно быть распространено на гармоники всех порядков ν за исключением главной гармоники ($\nu = 1$), возникающей при питании статорной обмотки синусоидальным током [ур. (213)]. В случае обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу должны быть учтены и дробные значения ν.

Аналогичным путем получается реактивное сопротивление одной фазы р о т о р н о й обмотки от рассеяния воздушного зазора

$$X_{2o} = \sigma_{2co} X_{2h}. \tag{245}$$

Приведенное к первичной обмотке (статорной), т. е. согласно ур. (168) и (170) умноженное на ϱ_μ, это сопротивление равно

$$X'_{2o} = \sigma_{2o} X_{1h}, \tag{245a}$$

где

$$\sigma_{2o} = \sum_{\mu \neq 1} \left(\frac{\xi_{2\mu}}{\mu \xi_{2,1}} \right)^2. \tag{245b}$$

Здесь $\xi_{2,1}$ — обмоточный коэфициент главной гармоники, $\xi_{2\mu}$ — обмоточный коэфициент μ-й гармоники (для одной фазы роторной обмотки) и X_{1h} — реактивное сопротивление главной гармоники статорной обмотки, определяемое ур. (244a). Ур. (245b) справедливо только для нескошенных пазов. Влияние скоса пазов будет учтено в разделе f.

Для μ должны быть взяты порядковые числа всех высших гармоник, создаваемых роторной обмоткой. Для роторной обмотки, выполненной с тем же числом полюсов, что и статорная, эти порядковые числа согласно ур. (226) при $\nu' = p$ определяются формулой

$$\mu = \frac{\mu'}{p} = k_2 m_2 + 1, \tag{245c}$$

где m_2 — число фаз ротора, а $k_2 =$ любому целому (положительному или отрицательному) числу. Значение $k_2 = 0$ здесь выпадает, так как оно дает главную гармонику ($\mu = 1$), которая при суммировании учитываться не должна.

Для роторных обмоток, выполненных на иное, чем у статора, число полюсов, с сдвинутыми на одинаковые пространственные углы фазами (короткозамкнутые обмотки, см. раздел D2) согласно ур. (229) при $\nu' = p$

$$\mu = \frac{\mu'}{p} = k_2 \frac{m_2}{p} + 1. \tag{245d}$$

Если число фаз m_2 роторной обмотки не делится на число пар полюсов, то μ принимает и дробные значения, которые, лишь будучи помножены на p, дают целые числа. Эти дробные значения μ также должны быть подставлены в ур. (245b). Для обмоток в виде беличьего колеса $m_2 = N_2$ и $\xi_{2\mu} = \xi_{2,1} = 1$.

Выражения для σ_o в ур. (244b) и (245b) имеют форму бесконечных рядов и поэтому для практических расчетов неудобны. Поэтому в ближайшем разделе будет указан другой путь для определения σ_o и затем будет произведено определение σ_o для важнейших случаев. При

этом мы сперва будем пренебрегать влиянием реакции, ширины прореза паза и магнитного насыщения железа. Еще раз подчеркиваем, что эти значения σ_0 для статора и для ротора не зависят друг от друга.

c) **Определение σ_0 из магнитной энергии.** Все дальнейшие выводы являются одинаково справедливыми как для первичной, так и для вторичной обмотки, и поэтому мы опускаем индексы 1 и 2, служащие для отличия статорных величин от роторных. Обозначим через X_δ общее реактивное сопротивление одной фазы обмотки от поля воздушного зазора, включая гармоники, индуктирующие в обмотке напряжения основной частоты, т. е. гармоники, которые обмотка создает сама при питании основной гармоникой тока и через X_h реактивное сопротивление, соответствующее лишь главной гармонике ($\nu = 1$) поля. Тогда реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора

$$X_o = X_\sigma - X_h \tag{246a}$$

и

$$\sigma_o = \frac{X_\delta}{X_h} - 1. \tag{246b}$$

Эти уравнения сохраняют свою силу и в том случае, если пазы ротора скошены относительно пазов статора, если только в выражение для реактивного сопротивления ротора $X_h = X_{2h}$ ввести коэфициент скоса [ур. (206)].

Реактивные сопротивления X_δ и X_h могут быть определены из магнитной энергии. Для (постоянной) магнитной энергии m-фазной обмотки можно написать

$$W = \frac{m}{2} LI^2 = \frac{1}{2} \int_T hb\,dT, \tag{247a}$$

где L представляет собой индуктивность одной фазы обмотки (с учетом взаимной индукции других фаз).

Интегрирование произведения из напряженности поля h на индукцию b должно быть распространено на все пространство T, занимаемое полем воздушного зазора. Так как магнитную проницаемость железа мы приняли бесконечно большой, то магнитная энергия в железе равна нулю и интегрирование достаточно распространить лишь на объем воздушного зазора между статором и ротором. Тогда реактивное сопротивление одной фазы

$$X_\delta = 2\pi f L = \frac{4\pi f}{m} \frac{W}{I^2} = \frac{2\pi f}{m} \frac{\delta'' l_i}{I^2} \Pi_0 \int_{x=0}^{2p\tau} h^2 d\, \frac{\pi}{\tau} x. \tag{247b}$$

Если мы пренебрегаем влиянием ширины прореза паза и магнитным насыщением железа, то $\delta'' = \delta =$ действительному воздушному зазору.

Приняв во внимание, что напряженность поля $h = f(x)$ равна кривой возбуждения поля $v = f(x)$, деленной на δ'', получим ур. (247b) в следующем виде:

$$X_\delta = \frac{2\pi f}{m} \frac{l_i \Pi_0}{\delta'' I^2} \int_{x=0}^{2p\tau} v^2 d\, \frac{\pi}{\tau} x. \tag{247c}$$

Если пренебрегать влиянием ширины прореза паза, то кривая возбуждения поля представляет собой ступенчатую кривую, и мы можем заменить интегрирование суммированием, распространяющимся на все N зубцов по окружности якоря,

$$X_\delta = \frac{2\pi f}{m} \frac{2p\tau l_i}{\delta'' I^2} \Pi_0 \sum \frac{v^2}{N}. \tag{248a}$$

Если, как это обычно и бывает, кривая поля возбуждения через каждое полюсное деление повторяется (если не обращать внимания на знак), то достаточно распространить суммирование лишь на одно полюсное деление и сумму умножить на $2p$.

Из кривой возбуждения поля мы определяем амплитуду основной гармоники V_1 и при $v = V_1 \sin \frac{x\pi}{\tau}$ получаем согласно ур. (247c) реактивное сопротивление **главной** или **полезной гармоники**

$$X_h = \frac{2\pi f}{m} \frac{2p\tau l_i}{\delta'' I^2} \Pi_0 \frac{V_1^2}{2}. \tag{248b}$$

Подставляя значения X_δ и X_h [ур. (248a и b)] в ур. (246b), находим коэфициент рассеяния воздушного зазора

$$\sigma_0 = \frac{2 \sum v^2}{N V_1^2} - 1, \tag{248}$$

и умножив его на X_h, находим реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора X_0.

Амплитуда V_1 главной гармоники ($\nu = 1$) кривой возбуждения поля согласно ур. (214a) равна

$$V_1 = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{m w \xi_1}{p} I. \tag{249a}$$

Вводя эту величину в ур. (248), получим

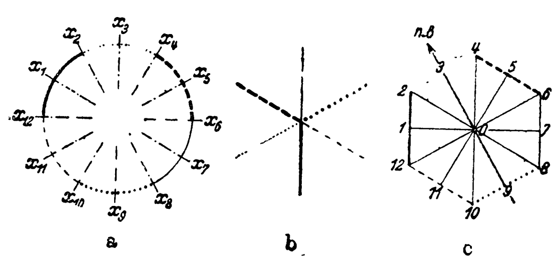
$$\sigma_0 = \left(\frac{\pi p}{m \xi_1 w I}\right)^2 \sum \frac{v^2}{N} - 1. \tag{249}$$

Это уравнение справедливо лишь для нескошенных пазов. Если пазы скошены, амплитуду полезной гармоники вторичной обмотки нужно умножить на коэфициент скоса ($V_1 = \chi_{2,1} V_{2,1}$). Таким образом в ур. (249) для первичной обмотки $\xi_1 = \xi_{1,1}$, а для вторичной обмотки $\xi_1 = \xi_{2,1} \chi_{2,1}$.

d) Симметричные многофазные обмотки без укорочения шага (диаметральные обмотки). Сюда необходимо причислить и те обмотки, катушки которых хотя имеют различную ширину, но могут быть заменены катушками одинаковой ширины, равной полюсному делению (например, трехфазные двух- и трехэтажные обмотки).

Для определения v удобнее всего воспользоваться векторной диаграммой кривой возбуждения поля, так называемым потенциальным многоугольником Гёргеса (см. книгу „Якорные обмотки", раздел 49 C). На фиг. 96, *a* показана линейная нагрузка двухполюсной трехфазной обмотки. Здесь линейная нагрузка повторяется через каждое полюсное деление с противоположным знаком. Фазы отдельных линейных нагрузок

различаются характером линий, показанным на фиг. 96, *b*. Согласно ур. (166с) тома I кривая возбуждения поля является интегралом линейной нагрузки вдоль окружности якоря. Интегрируя линейную нагрузку, с учетом показанной на фиг. 96, *b* фазы, мы получим замкнутый шестиугольник, изображенный на фиг. 96, *c*, в котором точки *1*, *2* ... соответствуют точкам x_1, x_2,... на окружности якоря (фиг. 96, *a*). У $2p$-полюсной машины эта векторная диаграмма кривой возбуждения поля имеет p обходов, причем у обычных симметричных обмоток отдельные обходы перекрываются. Как было показано в книге „Якорные обмотки“, проекции лучей из центра шестиугольника *O* до его периметра на линию времени (произвольно расположенную) представляют собой ординаты v кривой возбуждения поля для момента времени, соответствующего данному положению линии времени. Каждой точке окружности якоря соответствует определенная точка векторной диаграммы, причем в рассматриваемом случае, когда эффективная линейная нагрузка вдоль окружности якоря постоянна, одинаковые участки на окружности якоря соответствуют одинаковым участкам на периметре многоугольника.



Фиг. 96. *a* — линейная нагрузка; *b* — векторная диаграмма токов; *c* — многоугольник магнитных напряжений трехфазной обмотки.

Если якорь имеет пазы, то линейная нагрузка не распределена равномерно, а сосредоточена в пазах. Мы можем представить себе полные токи пазов сосредоточенными в середине пазового прореза (шлица). Так, например, в случае обмотки с $q = 2$ пазами на полюс и фазу полные токи пазов должны быть помещены в серединах дуг $x_1 - x_2$, $x_2 - x_3$ ... (фиг. 96, *a*), причем они должны быть взяты равными полным токам линейной нагрузки в пределах этих дуг. Тогда кривая возбуждения поля будет изменяться вдоль окружности якоря скачками и лучи $\overline{\dot{O}1}$, $\overline{\dot{O}2}$, ... потенциального многоугольника будут равны по величине и фазе постоянным на протяжении зубцового деления магнитным напряжениям отдельных зубцов, середины которых расположены в точках x_1, x_2, ... фиг. 96, *a*. Если пренебречь влиянием магнитного напряжения железа и наличием прорезов пазов, то векторы $\overline{\dot{O}1}$, $\overline{\dot{O}2}$, ... пропорциональны индукции в воздушном зазоре под зубцами *1*, *2*, ... и постоянны на протяжении пазового деления. В этом случае X_σ можно на основании ур. (248а) считать пропорциональным $\sum v^2$, т. е. пропорциональным квадрату проекций лучей $\overline{\dot{O}1}$, $\overline{\dot{O}2}$, ... (фиг. 96, *c*) на линию времени.

Суммирование соответствует здесь операции, производимой в механике при определении осевого момента инерции. Осевой момент инерции системы с одинаковыми точечными массами на концах лучей нашей

векторной диаграммы кривой возбуждения поля пропорционален, таким образом, магнитной энергии. Так как осевой момент инерции не зависит от положения оси, проходящей через полюс O, если точечные массы могут быть сведены в группы, массы которых расположены симметрично к полюсу O, то и $\sum v^2$ также не зависит от положения линии времени. Поэтому мы можем направить ее так, чтобы вычисление $\sum v^2$ было наиболее удобным.

Нам остается еще определить масштаб для векторной диаграммы кривой возбуждения поля. Сторона многоугольника равна амплитуде полного тока группы катушек, пронизываемых одним и тем же током, т. е.

$$S = \frac{w}{p} \sqrt{2}\ I = \sqrt{2}\, sqI, \tag{250}$$

где I — эффективное значение тока и s — число проводников одного паза. Если написать ур. (249) в виде

$$\sigma_0 = \frac{2\pi^2}{m^2 \xi_1^2} v^1 - 1, \tag{250a}$$

то

$$v^1 = \sum \frac{1}{N} \left(\frac{v}{\sqrt{2}\, spI} \right)^2, \tag{250b}$$

т. е. v^1 представляет собой среднее значение квадратов проекций лучей многоугольника с длиной стороны, равной единице, на линию времени. При определении среднего значения можно ограничиться суммированием в пределах $\frac{N}{2p} = mq$.

Если, например, расположить (фиг. 96, c) линию времени перпендикулярно стороне 2—4, то для трехфазной обмотки

$$v^1 = \frac{1}{mq} \left[2 \sum_{k=1}^{q} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{k}{q} \right)^2 + (q-1) \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right)^2 \right] = \frac{5q^2+1}{12q^2}. \tag{251}$$

Тогда согласно ур. (251) для $100 \cdot \sigma_0$ получатся следующие значения:

$$\left.\begin{array}{llllllll} q = 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 8 & \infty, \\ 100 \cdot \sigma_0 = 9{,}7 & 2{,}85 & 1{,}41 & 0{,}88 & 0{,}65 & 0{,}52 & 0{,}39 & 0{,}215. \end{array}\right\} \tag{251a}$$

Вследствие большого рассеяния воздушного зазора обмотка с $q = 1$ на практике не применяется.

Подобным же образом могут быть найдены значения v^1 и для других симметричных трехфазных обмоток.

В качестве примера возьмем обмотку с переключением числа полюсов, с длинными катушками, показанную на фиг. 289, b книги „Якорные обмотки“. Линейная нагрузка такой обмотки показана в развертке на протяжении двойного полюсного деления на фиг. 97, a. Векторная диаграмма кривой возбуждения поля при

$q=2$ представлена на фиг. 97, *b*. Если расположить линию времени перпендикулярно к стороне *4—6*, то

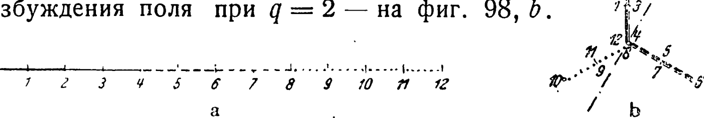
$$v^1 = \frac{1}{3q}\left[2\sum_{k=1}^{q}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{k}{q}\right)^2 - \frac{3}{4}\right] = \frac{2q^2+1}{12q^2}. \tag{252}$$

Определяя для этой невыгодной в смысле рассеяния обмотки σ_0 по ур. (251) получим

$$\left.\begin{array}{rccccccc} q = & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & \infty, \\ \xi_1 = & 0{,}500 & 0{,}483 & 0{,}480 & 0{,}479 & 0{,}478 & 0{,}478 & 0{,}477, \\ 100\cdot\sigma_0 = & 119 & 76 & 68 & 64 & 63 & 62 & 60. \end{array}\right\} \tag{252a}$$

Рассеяние воздушного зазора здесь весьма велико.

Для двухфазной обмотки векторная диаграмма токов показана на фиг. 98, *a*, а векторная диаграмма кривой возбуждения поля при $q=2$ — на фиг. 98, *b*.



Фиг. 97. *a* — линейная нагрузка; *b* — многоугольник магнитных напряжений обмотки с переключением числа полюсов, выполненной из длинных катушек.

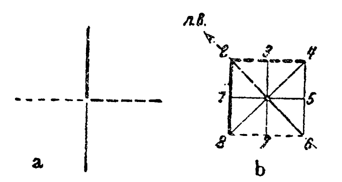
Для этого случая

$$v^1 \doteq \frac{1}{2q}\left[2\sum_{k=1}^{q}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{k}{q}\right)^2 - \frac{1}{2}\right] = \frac{2q^2+1}{12q^2} \tag{253}$$

и значения σ_0:

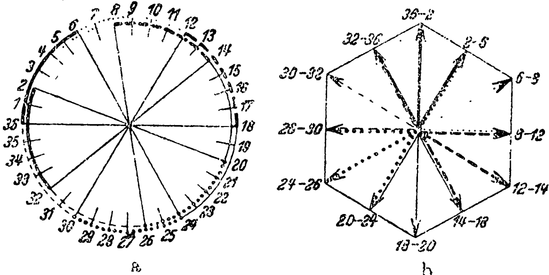
$$\left.\begin{array}{rccccccc} q = & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & \infty, \\ 100\cdot\sigma_0 = & 23{,}4 & 8{,}45 & 4{,}68 & 3{,}30 & 2{,}65 & 2{,}29 & 1{,}64. \end{array}\right\} \tag{253a}$$

е) Двухслойные обмотки с укороченным шагом (хордовые обмотки). В случае двухслойной обмотки с укороченным шагом, т. е. с уменьшенной шириной катушек, мы получаем распределение токов в верхнем и нижнем слое, показанное для трехфазной двухполюсной обмотки на фиг. 99, *a*. Здесь на окружности якоря имеются зоны с различными фазами токов в верхнем и нижнем слое. Результирующие линейные нагрузки или результирующие полные токи пазов верхнего и нижнего слоя показаны на фиг. 99, *b*. Лучи, идущие к углам многоугольника, представляют собой результирующие полные токи тех пазов, токи которых совпадают по фазе. Для пазов, токи которых не совпадают по фазе, векторы результирующих полных токов идут к серединам сторон многоугольника. Для четного числа $q=6$ пазов на полюс и фазу и четного укорочения шага $\varepsilon=4$ пазовых деления $\left(\varepsilon+\eta=\frac{N}{2p}\right.$,



Фиг. 98. *a* — векторная диаграмма токов; *b* — многоугольник напряжений двухфазной обмотки.

$\eta = \frac{W}{\tau} \cdot \frac{N}{2p}\Big)$ интеграл линейной нагрузки, т. е. векторная диаграмма кривой возбуждения поля представлена на фиг. 100, причем показана только верхняя часть диаграммы. Сторона описанного шестиугольника согласно ур. (250) принята равной единице, Расчетные величины, чтобы не загромождать текст, надписаны на фиг. 100. Определение v^1 здесь сложнее, и мы покажем его на примере трехфазной обмотки с четным q и четным ε, причем $\varepsilon \leqslant q$.



Фиг. 99. *a* — линейная нагрузка; *b* — векторная диаграмма токов.

Проведем линию времени через ось симметрии многоугольника, например, перпендикулярно к стороне 8—12 (фиг. 100) и распределим все лучи на четыре группы *a*, *b*, *c*, *d*. Тогда

$$v^1 = v_a^1 + v_b^1 + v_c^1 + v_d^1. \qquad (254a)$$

Из фиг. 100 непосредственно следует, что

$$v_a^1 = (\varepsilon + 1)\left(1 - \frac{\varepsilon}{4q}\right)^2, \qquad (254b)$$

$$v_b^1 = 2\sum_{k=1}^{q-\varepsilon}\left(1 - \frac{\varepsilon}{4q} - \frac{k}{2q}\right)^2, \qquad (254c)$$

$$v_c^1 = 2\left\{\left[\frac{1}{2}\left(1 - \frac{\varepsilon}{4q}\right)\right]^2 + \sum_{k=1}^{\frac{\varepsilon}{2}-1}\left[\frac{1}{2}\left(1 - \frac{\varepsilon}{4q}\right) + \frac{3}{4q}k\right]^2 + \sum_{k=1}^{\frac{\varepsilon}{2}-1}\left[\frac{1}{2}\left(1 - \frac{\varepsilon}{4q}\right) - \frac{3}{4q}k\right]^2\right\}, \qquad (254d)$$

$$v_d^1 = \sum_{k=1}^{\frac{q-\varepsilon}{2}}\left(\frac{k}{q}\right)^2. \qquad (254e)$$

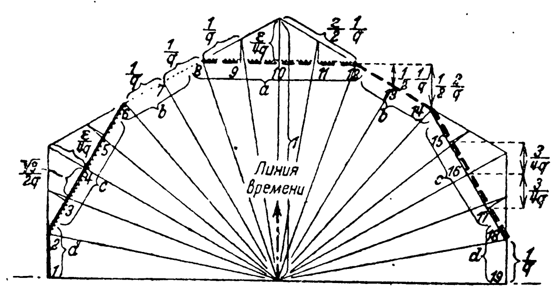
Произведя суммирование и приведение однотипных членов, мы после простых преобразований найдем

$$v^1 = \frac{(5q^2 + 1) + \frac{\varepsilon^3}{4q} - \frac{3\varepsilon^2}{2} - \frac{\varepsilon}{4q}}{12q^2}. \qquad (254)$$

То же выражение мы получим и для любых четных и нечетных значений q и ε, если только $\varepsilon \leqslant q$. С помощью v^1 можно на основании ур. (250a) определить σ_0.

Выражения для v^1 трехфазных обмоток с $\varepsilon \leqslant q$ и двухфазных обмоток [Л. 68 и 70] мы приводить не будем, так как они не имеют большого практического значения.

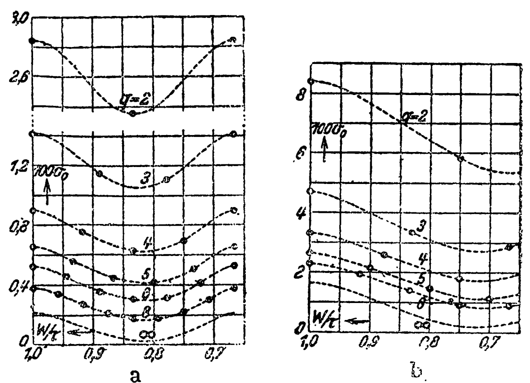
На фиг. 101, *a* и *b* показаны для трехфазных и двухфазных обмоток значения σ_0 для различных чисел пазов на полюс и фазу q в функции отношения $\frac{W}{\tau}$ ширины катушки к полюсному делению. При сравнении менее выгодной в отношении σ_0 двухфазной обмотки с трехфазной нужно учитывать, что масштаб фиг. 101, *b* в пять раз меньше, чем на фиг. 101, *a*.



Фиг. 100. Многоугольник напряжений трехфазной обмотки с укорочением шага, $q = 6$; $\varepsilon = 4$.

Наименьшее рассеяние воздушного зазора получается для трехфазной обмотки примерно при $\frac{W}{\tau} = 0{,}82$, тогда как при $\frac{W}{\tau} = \frac{2}{3}$ рассеяние будет таким же, как и при отсутствии укорочения шага.

f) Роторная обмотка. Найденные в разделах d и e коэфициенты рассеяния воздушного зазора остаются в силе и для роторной обмотки. Если пазы ротора скошены, то магнитная энергия создаваемого роторной обмоткой поля от этого скоса не зависит, т. е. при определении $\sum^2$ коэфициент скоса χ_{21}, всегда равен единице. При нахождении же амплитуды $V_1 = \chi_{2,1} V_{2,1}$ коэфициент скоса должен учитываться, так как полезная гармоника роторной обмотки зависит от взаимного расположения пазов ротора и статора. Таким образом в случае катушечной роторной обмотки при скосе пазов ротора относительно статора обмоточный коэфициент ξ в ур. (250a) должен быть умножен на $\chi_{2,1}$, т. е. принят равным $\xi_1 = \xi_{2,1} \cdot \chi_{2,1}$. Тогда при учете скоса пазов вторичный коэфициент рассеяния



Фиг. 101 Коэфициент рассеяния σ_0 в функции отношения ширины катушки W к полюсному делению τ; *a* — трехфазная обмотка; *b* — двухфазная обмотка.

$$\sigma_{2_0} = \frac{1 + \sigma_0}{\chi^2_{2,1}} - 1, \tag{255}$$

где σ_0 — вторичный коэфициент рассеяния при нескошенных пазах.

Если в случае катушечных роторных обмоток пазы, как правило, выполняют нескошенными, то при короткозамкнутых обмотках, особенно при обмотках в виде беличьего колеса, скос пазов встречается весьма часто. В этом случае при определении коэфициента рассеяниия воздушного зазора мы исходим из общего определения согласно ур. (248). Примем, что каждая фаза состоит из z последовательно соединенных стержней и что в каждом пазу лежат z стержней (ср. фиг. 68 и 69, a). Тогда число пазов равно числу фаз и угол между соседними фазами равен углу между соседними пазами, т. е. для основной гармоники

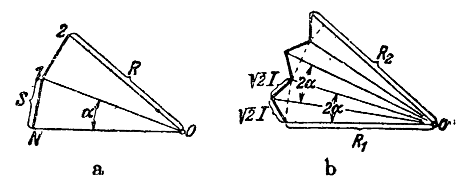
$$\alpha = \frac{2\pi p}{N_2}. \qquad (256a)$$

На фиг. 102, a представлена часть векторной диаграммы кривой возбуждения поля. Для основной гармоники эта диаграмма представляет собой многоугольник с p обходами. В общем случае число пазов N_2 не делится на число пар полюсов, благодаря чему отдельные обходы не перекрывают друг друга и суммирование $\sum v^2$ в ур. (248) должно быть распространено на всю окружность. Полный ток паза для этой короткозамкнутой обмотки равен $z\xi_{2,1}I_2$, где $\xi_{2,1}$ — обмоточный коэфициент фазы Таким образом сторона многоугольника

$$S = \sqrt{2}\, z\xi_{2,1}I_2 \qquad (256b)$$

и радиус описанной окружности

$$R = \frac{\sqrt{2}\, z\xi_{2,1}I_2}{2\sin\frac{\alpha}{2}}. \qquad (256c)$$



Фиг. 102. Часть многоугольника напряжений. a — обмотки в виде беличьей клетки или z-слойной обмотки (фиг. 68); b — обмотки по фиг. 72, a.

Тогда

$$\sum v^2 = \frac{2\xi^2_{2,1}I^2_{2,1}}{2\sin^2\frac{\alpha}{2}} \sum_{k=1}^{N_2} \sin^2 k\alpha = \frac{1}{2}\,\frac{z^2\xi^2_{2,1}I^2_{2,1}N_2}{2\sin^2\frac{\alpha}{2}}. \qquad (257a)$$

Амплитуда основной гармоники $\left(\mu = \frac{\mu'}{p} = 1\right)$ кривой возбуждения поля согласно ур. (230) при $\mu' = p$

$$V_{2,1} = \frac{\sqrt{2}\, z\xi_{2,1}}{2\pi}\,\frac{N_2}{p}\,I_{2,1}. \qquad (257b)$$

В ур. (248) нужно подставить $V_1 = \chi_{2,1}V_{2,1}$ и тогда коэфициент рассеяния воздушного зазора

$$\sigma_{2o} = \frac{1}{\chi^2_{2,1}\eta^2_{2,1}} - 1, \qquad (258)$$

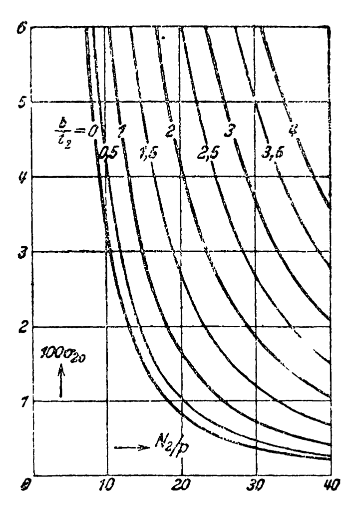
где

$$\chi_{2,1} = \frac{\sin\frac{p\pi}{N_2}\,\frac{b}{t_2}}{\frac{p\pi}{N_2}\,\frac{b}{t_2}} \qquad (258a)$$

и
$$\eta_{2,1}=\frac{\sin\frac{p\pi}{N_2}}{\frac{p\pi}{N_2}}. \qquad (258b)$$

На фиг. 103 показан коэфициент рассеяния для различных отношений $\frac{b}{t_2}$ скоса пазов (фиг. 93, *a* и *b*) к пазовому делению ротора в функции отношения $\frac{N_2}{p}$.

Точное определение σ_{20} по ур. (258) и (258a и b) с помощью логарифмов требует семизначных таблиц.



Фиг. 103. σ_{20} обмотки в виде беличьей клетки или z-слойной обмотки при различных скосах пазов $\frac{b}{t_2}$ (фиг. 93, *a* и *b*).

Если развернуть синусные функции в ряд и взять лишь оба первые члена, то для

$$\frac{p\pi}{N_2} \leqq \frac{\pi}{10} \quad \text{и} \quad \frac{p\pi}{N_2}\frac{b}{t_2} \leqq \frac{\pi}{10}$$

получим с достаточным приближением

$$\sigma_{20} \approx \frac{1}{3}\left[\left(\frac{p\pi}{N_2}\right)^2+\left(\frac{p\pi}{N_2}\frac{b}{t_2}\right)^2\right]. \qquad (258')$$

Наибольшая ошибка имеет место при угле $\frac{\pi}{10}$ и достигает величины -3%.

Если число последовательно соединенных стержней одной фазы равно числу проводников одного паза, т. е. число фаз равно числу пазов (см. фиг. 68 и 69, *a*), то ур. (258) сохраняет силу для любого числа стержней z, в частности, также и для обычной обмотки в виде беличьей клетки.

Бо́льшие значения рассеяния воздушного зазора получаются в случае нескольких последовательно соединенных стержней на фазу, если в каждый паз заложен лишь один стержень (фиг. 72, *a*). Тогда число пазов равно произведению числа стержней z одной фазы на число фаз и угол между соседними фазами равен $z\alpha$. В этом случае лучи многоугольника могут быть объединены в z групп, лучи которых сдвинуты друг от друга на угол $z\alpha$ и для каждой группы имеют различную длину (R), как показано, например, на фиг. 102, *b* для $z=2$. Дальнейшего исследования этого случая мы производить не будем, так как он не имеет большого практического значения.

g) Влияние ширины пазового прореза. При выводе уравнений для реактивного сопротивления рассеяния воздушного зазора мы предполагали, что индукция вдоль пазового деления рассматриваемой обмотки остается постоянной. Однако вследствие наличия пазовых прорезов (шлицов) на обеих частях машины это предположение фактически не выполняется.

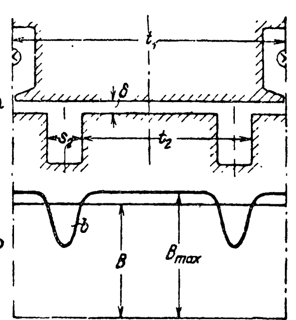
Мы исследуем сперва влияние пазов одной части машин на другую, например, влияние пазов ротора на статорную обмотку (фиг. 104, *a*).

Распределение индукции b на поверхности статорного зубца может быть найдено согласно изложенному в разделе IIG2c тома I. Это распределение показано на фиг. 104, b.

Определение магнитной энергии поля воздушного зазора наталкивается прежде всего на ту трудность, что вблизи роторных пазов поле проходит не радиально и, кроме того, проникает в пазы. Однако такое же поле мы получим при постоянной вдоль пазового деления статора t_1 длине воздушного зазора δ, если предположить, что магнитная проницаемость изменяется вдоль пазового деления статора по закону

$$\Pi = \Pi_0 \frac{b}{B_{max}}. \tag{259a}$$

Магнитная энергия этого поля будет такой же, как и при наличии пазов, и так как силовые линии проходят через воздушный зазор радиально, то магнитная энергия на рассматриваемом участке будет равна



Фиг. 104. Влияние зубчатого строения ротора на кривую поля.

$$W = \frac{l_i}{2}\int_0^{t_1} \frac{\delta b^2}{\Pi}\, dx =$$

$$= \frac{l_i \delta B_{max}}{2\Pi_0}\int_0^{t_1} b\, dx = \frac{l_i \delta B_{max}}{2\Pi_0} t_1 B, \tag{259}$$

где B — средняя индукция на протяжении пазового деления t_1. Вводя коэфициент Картера для роторной обмотки (см. раздел IIG2e тома I)

$$k_{C_2} = \frac{B_{max}}{B}, \tag{259b}$$

получим

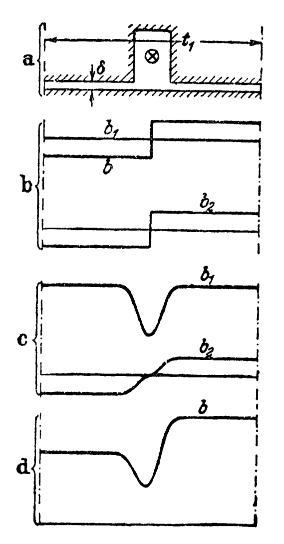
$$W = k_{C_2} l_i t_1 \delta \frac{B^2}{2\Pi_0}. \tag{260}$$

Таким образом для учета влияния пазов ротора мы можем при определении общего реактивного сопротивления $X_{1\delta}$ заменить зубчатый ротор гладким с воздушным зазором $k_{C_2}\delta$. В том же отношении, в каком средняя индукция вдоль зубцового деления статора изменяется благодаря наличию пазов ротора, изменяется и основная гармоника и, таким образом, реактивое сопротивление X_{1h} главной гармоники изменяется аналогично общему реактивному сопротивлению $X_{1\delta}$. Поэтому величина коэфициента рассеяния воздушного зазора не зависит от наличия пазов ротора, реактивное же сопротивление рассеяния воздушного зазора уменьшается, как и X_{1h} в отношении $1 : k_{C_2}$, т. е. для учета влияния пазов ротора в ур. (244а) нужно брать $\delta'' = k_{C_2}\delta$.

Труднее проследить влияние пазов той части машины, для которой рассеяние воздушного зазора и определяется, т. е. в нашем случае статора. На фиг. 105, a показан участок статора на протяжении одного пазового деления и под ним (фиг. 105, b) жирными линиями представлена часть ступенчатой кривой b при бесконечно узких прорезах ста-

торных пазов. Это распределение поля может быть разложено на две составляющие (тонкие линии на фиг. 105, *b*), из которых одна сохраняет постоянную величину вдоль всего зубцового деления. Для постоянной составляющей b_1 влияние пазов статора может быть учтено согласно разделу IIG2c тома I (фиг. 105, *c*), а для второй составляющей b_2 влияние пазов на распределение поля вдоль окружности ротора может быть найдено согласно разделу IID1b (фиг. 148) тома II. Сумма кривых поля дает нам результирующее распределение поля (фиг. 105), которым и следует воспользоваться для определения магнитной энергии.

Если бы существовала только кривая b_1, то зубчатый статор можно было бы заменить гладким, с переменной магнитной проницаемостью воздушного зазора вдоль зубцового деления. Точно так же при наличии лишь кривой b_2 можно было бы заменить зубчатый статор гладким с соответствующей переменной проницаемостью. Однако выражения для обеих проницаемостей не совсем совпадают между собой, причем наибольшее отклонение имеет место вблизи середины паза. Если считать, что закон изменения проницаемости для кривой b_2 таков же, как и для кривой b_1, то с достаточным приближением можно влияние пазов учесть с помощью замены действительного статора гладким, воздушный зазор которого равен истинному воздушному зазору, умноженному на коэфициент Картера k_{C1} для статора. Если считать, что получающаяся при этом относительная ошибка в величине реактивного сопротивления общего поля воздушного зазора такова же, как и для поля основной гармоники, то и в этом случае наличие пазов на статоре не оказывает влияния на коэфициент рассеяния.



Фиг. 105. Влияние зубчатого строения статора на кривую поля.

Из всего сказанного следует, что изменение коэфициента рассеяния воздушного зазора под влиянием пазов статора и ротора [ур. (246b)] весьма невелико и что для определения реактивного сопротивления X_{1h} основной гармоники [ур. (244a)] достаточно положить $\delta'' = k_C \delta$, т. е. действительный воздушный зазор умножить на результирующий коэфициент Картера, определяемый из условия, что обе поверхности (статора и ротора) являются поверхностями уровня. Согласно разделу IIG2c тома I

$$k_C = k_{C1} \cdot k_{C2}. \tag{261}$$

Интересующихся более подробными исследованиями относительно влияния пазов на высшие гармоники отсылаем к соответствующей литературе [Л. 70, 76, 82].

h) Влияние реакции. Предположим сперва, что нам нужно определить влияние реакции роторной обмотки на какую-либо гармонику статора.

ν-я гармоника кривой поля, возбуждаемой статорным током, индуктирует в роторной обмотке ток $I_{2\nu}$, частота которого $s_\nu f_1$ [ур. (220a)]

зависит от скорости вращения ротора. Этот ток возбуждает на окружности ротора гармоники, причем гармоника порядка $\mu = +\nu$ оказывает влияние (реакцию) на ν-ю гармонику статора, создающую ток $I_{2\nu}$. Уравнение напряжений для одной фазы роторной обмотки по отношению к току $I_{2\nu}$ будет иметь вид

$$0 = -(R_{2\nu} + js_\nu X_{2\sigma\nu})\dot{I}_{2\nu} - js_\nu X_{2h\nu}(\dot{I}_{2\nu} + \dot{I}'_{1\nu}). \tag{262}$$

Здесь

$$\dot{I}_{1\nu} = \frac{m_1 w_1 \xi_{1\nu}}{m_2 w_2 \chi_{2\nu} \xi_{2\nu}} \cdot \dot{I}_1 \tag{262'}$$

представляет собой первичный ток $\dot{I}_1$, приведенный к одной фазе роторной обмотки (см. раздел D3). Ток $\dot{I}'_{1\nu}$ зависит от порядкового числа ν. Величина $X_{2h\nu}$ является главным реактивным сопротивлением роторной обмотки для ν-й гармоники статорной обмотки, которую при исследовании реакции мы можем рассматривать как полезную гармонику, а $X_{2\sigma\nu}$ — реактивное сопротивление рассеяния для ν-й гармоники. Все реактивные сопротивления взяты при основной частоте f_1, имеющей место при неподвижном роторе.

Реактивное сопротивление $X_{2h\nu}$, рассматриваемое в данном случае как главное, равно

$$X_{2h\nu} = \left(\frac{\chi_{2\nu}\xi_{2\nu}}{\nu\chi_{2,1}\xi_{2,1}}\right)^2 X_{2h}. \tag{262a}$$

Величина X_{2h} определяется из ур. (244a), если подставить вместо m_1, w_1, $\xi_{1,1}$ значения m_2, w_2, $\chi_{2,1}$, $\xi_{2,1}$, и будет равна

$$X_{2h} = 1{,}6\, m_2 \frac{f_1}{100}\left(\frac{w_2\chi_{2,1}\xi_{2,1}}{100}\right)^2 \frac{\tau l_i}{100\delta'' p}\,\Omega\,. \tag{262b}$$

Для обмотки в виде беличьей клетки $m_2 = N_2$, $w_2 = \frac{1}{2}$, $\xi_{2,1} = 1$. Реактивное сопротивление рассеяния

$$X_{2\sigma\nu} = X_{2N} + X_{2S} + X_{2o\nu}, \tag{262c}$$

где X_{2N} — реактивное сопротивление рассеяния пазов, X_{2S} — реактивное сопротивление рассеяния лобовых частей и $X_{2o\nu}$ — реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора для ν-й гармоники. Величина $X_{2o\nu}$ равна сумме всех реактивных сопротивлений, создаваемых током $I_{2\nu}$ на окружности ротора полей воздушного зазора, за исключением гармоники $\mu = +\nu$, которая в данном случае является полезной гармоникой, т. е.

$$X_{2o\nu} = X_{2\sigma} - X_{2h\nu}. \tag{262d}$$

К полям рассеяния относится в данном случае и гармоника порядка $\mu = 1$ с длиной волны, равной двойному полюсному делению статорной обмотки, поскольку такая гармоника создается роторным током $I_{2\nu}$.

Из ур. (262) следует

$$\dot{I}_{2\nu} = -j\frac{s_\nu X_{2h\nu}}{R_{2\nu} + js_\nu(X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu})}\dot{I}'_{1\nu}. \tag{263}$$

Току $\dot{I}'_{1\nu}$, если не учитывать магнитного напряжения в железе, пропорциональна ν-я гармоника создаваемого статорной обмоткой поля воздушного зазора, а току $\dot{I}_{2\nu}$ — пропорционально (с тем же коэфициентом пропорциональности) вызывающее реакцию поле роторной обмотки. Коэфициент ослабления $\Delta_{2\nu}$, который при умножении на амплитуду поля $B_{1\nu}$ дает амплитуду результирующей ν-й гармоники статорного поля воздушного зазора, равен

$$\Delta_{2\nu} = \left| \frac{\dot{I}'_{\nu} + \dot{I}_{2\nu}}{\dot{I}'_{1\nu}} \right|. \tag{263a}$$

Как следует из векторной диаграммы, показанной на фиг. 106,*a*, где принято в качестве примера $R_{2\nu} : X_{2\sigma\nu} : X_{2h\nu} = 2 : 1 : 2$, пропорциональное $\dot{I}'_{1\nu} + \dot{I}_{2\nu}$ результирующее поле, вообще говоря, сдвинуто по фазе относительно поля статора. Конец вектора $\frac{\dot{I}_{2\nu}}{\dot{I}'_{1\nu}}$ при изменении скольжения перемещается по окружности. При $s_\nu = 0$ величина $I_{2\nu} = 0$, при $s_\nu = \pm\infty$ отношение $\frac{\dot{I}_{2\nu}}{\dot{I}'_{1\nu}}$ достигает максимума. Тогда

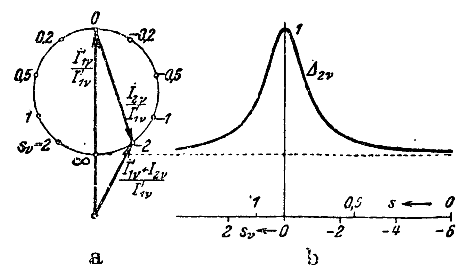
$$\dot{I}_{2\nu} = -\frac{X_{2h\nu}}{X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu}} \dot{I}'_{1\nu} =$$

$$= -\frac{\dot{I}'_{1\nu}}{1 + \sigma_{2\nu}}, \tag{264}$$

где

$$\sigma_{2\nu} = \frac{X_{2\sigma\nu}}{X_{2h\nu}} =$$

$$= \frac{X_{2N} + X_{2S} + X_{2o\nu}}{X_{2h\nu}}. \tag{264a}$$



Фиг. 106. Определение коэфициента ослабления $\Delta_{2\nu}$ (*b*) по токам статора и ротора (*a*).

На фиг. 106, *b* показан коэфициент ослабления $\Delta_{2\nu}$ [ур. (263a)], найденный по фиг. 106,*a*, в функции скольжения s_ν для $\nu = 7$. Там же проставлены величины скольжения по отношению к главной гармонике.

При $s_\nu = 0$, т. е. $s = 1 - \frac{1}{\nu}$ [ур. (220a)], величина $\Delta_{2\nu} = 1$. При увеличении $|s_\nu|$ значение $\Delta_{2\nu}$ приближается к соответствующей $s_\nu = \pm\infty$ предельной величине

$$\Delta_{2\nu} = 1 - \frac{1}{1 + \sigma_{2\nu}} = \frac{\sigma_{2\nu}}{1 + \sigma_{2\nu}} \tag{264b}$$

и притом тем скорее, чем меньше $R_{2\nu}$ (принятое на фиг. 106,*a* и *b* отношение $R_{2\nu} : X_{2\sigma\nu} : X_{2h\nu}$ примерно соответствует соотношениям для $\nu = 7$ в примере, приведенном на стр. 169). Для нормального рабочего числа оборотов машины, лежащего вблизи синхронизма ($s \approx 0$), величина s_ν настолько велика, что определение $\Delta_{2\nu}$ можно производить по ур. (264b), т. е. брать $s_\nu = \pm\infty$.

При определении входящей в ур. (264a) величины $X_{2o\nu}$ необходимо иметь в виду, что возбуждаемые роторным током $I_{2\nu}$ поля рассеяния

воздушного зазора индуктируют в статорной обмотке токи, которые со своей стороны также оказывают влияние на обмотку ротора. Чтобы судить о степени влияния этой „вторичной“ реакции, попытаемся выяснить величину реакции, которую вызывает катушечная обмотка.

Решающее значение для результирующей статорной гармоники имеет коэфициент рассеяния $\sigma_{2\nu}$ в ур. (264b), если „первично“ реагирующую обмотку снабдить индексом 2. Этот коэфициент рассеяния определяется, главным образом, реактивным сопротивлением X_{2h} [ур. (262a)], которое для катушечных обмоток с $q>1$ для $|\nu|>1$ весьма невелико. Так, например, для трехфазной обмотки с $q=3$ для $|\nu|=5$ оно при $\xi_{2,5}=$ $=0{,}217$ примерно в 500 раз меньше X_{2h}. Величины X_{2N} (если не учитывать вытеснение тока) и X_{2S} не зависят от ν, а $X_{2o\nu}$, как мы увидим ниже [ур. (266) и (262a)], имеет даже большее значение, чем реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора X_{2o} для главной гармоники ($\nu=1$).

Таким образом коэфициент ослабления $\Delta_{2\nu}$ [ур. (264b)] для всех высших гармоник мало отличается от единицы, другими словами, **реакция катушечной обмотки с $q>1$ проявляется почти исключительно в отношении главной гармоники** ($\nu=1$), т. е. гармоники с длиной волны, равной двойному полюсному делению обмотки.

Для учета вторичной реакции со стороны статорной обмотки на отдельные, возбуждаемые током $I_{2\nu}$ роторные поля рассеяния воздушного зазора, достаточно, таким образом, принимать во внимание лишь главную гармонику ($\mu=1$). Амплитуда этой гармоники ослабляется благодаря вторичной реакции в $\Delta_{1,1}$ раз по сравнению с ее первоначальным значением, где

$$\Delta_{1,1}=1-\frac{1}{1+\sigma_1}=\frac{\sigma_1}{1+\sigma_1}. \qquad (265)$$

Таким образом вторичная реакция статорной обмотки на возбуждаемую роторным током $I_{2\nu}$ основную гармонику зависит от коэфициента рассеяния σ_1, точный смысл определения которого мы, следовательно, устанавливаем лишь в этом разделе. Однако вторичная реакция, как мы увидим в приводимом ниже примере, имеет лишь второстепенное значение и поэтому вполне достаточно брать в ур. (265) величину σ_1 без учета реакции.

Теперь мы можем перейти к определению $X_{2o\nu}$. При этом мы будем различать роторные обмотки, при которых ток $I_{2\nu}$ создает и гармонику $\mu=1$ и роторные обмотки, при которых это не имеет места или выполняется лишь при очень больших порядковых числах ν. Условие возникновения гармоники $\mu=1$ мы уже установили в разделах F3a и b.

1-й случай. Токи роторной обмотки создают гармонику $\mu=1$, как это является обычным для катушечных роторных обмоток (раздел F3a). В этом случае токораспределение в роторе будет точно таким же, как и для основного тока $I_{2,\nu=1}$. Тогда $X_{2\delta}$ в ур. (262d) будет равно реактивному сопротивлению рассеяния воздушного зазора X_{2o} для главной гармоники [см. ур. (245)] роторной обмотки, увеличенному

на реактивное сопротивление результирующей главной гармоники $\Delta_{1,1}X_{2h}$, т. е. на основании ур. (262 d) и (265),

$$X_{20\nu} = X_{20} + \frac{\sigma_1}{1+\sigma_1} X_{2h} - X_{2h\nu} = \left(\sigma_{20} + \frac{\sigma_1}{1+\sigma_1}\right) X_{2h} - X_{2h\nu}. \quad (266)$$

Тогда на основании ур. (264а) и (262а)

$$\sigma_{2\nu} = \left[\sigma_{2NS} + \sigma_{20} + \frac{\sigma_1}{1+\sigma_1}\right]\left(\frac{\nu\chi_{2,1}\xi_{2,1}}{\chi_{2\nu}\xi_{2\nu}}\right)^2 - 1, \quad (266a)$$

где

$$\sigma_{2NS} = \frac{X_{2N} + X_{2S}}{X_{2h}} \quad (266b)$$

представляет собой коэфициент рассеяния пазов и лобовых частей для главной гармоники роторной обмотки. Порядок величины, заключающейся в квадратных скобках ур. (266а), примерно таков же, как и для коэфициента общего рассеяния σ. С помощью $\sigma_{2\nu}$ можно найти множитель $\Delta_{2\nu}$ для определения по ур. (264b) результирующей ν-й гармоники воздушного зазора статорной обмотки.

Пример. Найдем влияние реакции на реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора для трехфазных катушечных обмоток на статоре и на роторе в случае машины с нескошенными пазами ($\chi = 1$).

Номинальная мощность		30	kW.
Напряжение на зажимах		210	V.
Частота сети	$f_1 =$	50	Hz.
Число пар полюсов	$p =$	2.	
Полюсное деление	$\tau =$	17,7	cm.
Теоретическая длина	$l_i =$	27,8	cm.
Воздушный зазор	$\delta'' =$	0,0845	cm.

Статорная обмотка: двухэтажная обмотка, соединенная в звезду, $q_1 = 3$, $w_1 = 30$, $X_{1N} = 0{,}0496\,\Omega$, $X_{1S} = 0{,}0210\,\Omega$, $X_{1N} + X_{1S} = 0{,}0706\,\Omega$, $\xi_{1,1} = 0{,}960$, $\xi_{1,5} = 0{,}217$, $\xi_{1,7} = -0{,}178$, $\xi_{1,11} = -0{,}178$, $\xi_{1,13} = 0{,}217$.

При $\xi_{1,1} = 0{,}960$ мы согласно ур. (244а) находим $X_{1h} = 5{,}80\,\Omega$, откуда $\sigma_{1NS} = \frac{X_{1N} + X_{1S}}{X_{1h}} = 0{,}0122$. Из таблицы (252а) для $q = 3$ находим коэфициент рассеяния воздушного зазора $\sigma_{1o} = \frac{1{,}41}{100} = 0{,}0141$ и получаем первичный коэфициент рассеяния без учета реакции равным $\sigma_1 = \sigma_{1NS} + \sigma_{1o} = 0{,}0263$.

Роторная обмотка: двухэтажная катушечная обмотка, соединенная в звезду, $q_2 = 4$, $w_2 = 16$, $X_{2N} = 0{,}0101\,\Omega$, $X_{2S} = 0{,}0060\,\Omega$, $X_{2N} + X_{2S} = 0{,}0161\,\Omega$, $\xi_{2,1} = 0{,}958$, $\xi_{2,5} = 0{,}204$, $\xi_{2,7} = -0{,}157$, $\xi_{2,11} = -0{,}126$, $\xi_{2,13} = 0{,}126$.

При $\xi_{2,1} = 0{,}958$ мы согласно ур. (262b) находим $X_{2h} = 1{,}64\,\Omega$, откуда согласно ур. (266b) $\sigma_{2NS} = 0{,}0098$. Для $q = 4$ из таблицы (252а) находим $\sigma_{2o} = \frac{0{,}88}{100} = 0{,}0088$ и получаем вторичный коэфициент рассеяния без учета реакции равным $\sigma_2 = \sigma_{2NS} + \sigma_{2o} = 0{,}0186$.

Найдем теперь реакцию роторной обмотки на гармонику $\nu = -5$ статорной обмотки, включая и вторичную реакцию основной гармоники статорной обмотки на роторную. Согласно ур. (266a) $\sigma_{2,5} = 23,4$ и из ур. (264b) получаем $\Delta_{2,5} = \frac{23,4}{24,4} = 0,9590$. Таким образом реакция составляет всего $(1 - \Delta_{2,5}) \cdot 100 = 4,10\%$.

Подобным же способом находим и коэфициенты ослабления $\Delta_{2\nu}$ для других высших гармоник Найденные коэфициенты ослабления $\Delta_{2\nu}$ и реакция в процентах $(1 - \Delta_{2\nu}) \cdot 100$ приведены в табл. 2. При зубцовых гармониках (см. стр. 97) величина $(1 - \Delta_{2\nu})$ значительно больше, чем при гармониках близкого к ним порядка.

Так как $(1 - \Delta_{2\nu})$ с увеличением ν быстро уменьшается, то практически имеет значение лишь реакция при небольших ν и при обоих наименьших порядках зубцовых гармоник $|\nu| = 2mq \mp 1$.

ТАБЛИЦА 2

Реакция катушечной роторной обмотки на рассеяние воздушного зазора катушечной статорной обмотки

ν	−5	+7	−11	+13	−17	+19	−23	+25	−29
$\Delta_{2\nu}$	0,9590	0,9876	0,9968	0,9977	0,9979	0,9972	0,9573	0,9638	0,9988
$(1 - \Delta_{2\nu}) \cdot 100$	4,10	1,24	0,32	0,23	0,21	0,29	4,27	3,62	0,12
$\left(\frac{\xi_{1\nu}}{\nu\xi_{1,1}}\right)^2 \cdot 100$	0,2040	0,0701	0,0284	0,0303	0,3460	0,2770	0,0097	0,0055	0,0041
$\Delta_{2\nu}\left(\frac{\xi_{1\nu}}{\nu\xi_{1,1}}\right)^2 \cdot 100$	0,1957	0,0692	0,0283	0,0302	0,3450	0,2760	0,0093	0,0053	0,0041

Для определения общего коэфициента ослабления

$$\Delta_2 = \frac{1}{X_{1o}} \sum_{\nu \neq 1} [\Delta_{2\nu} X_{1h\nu}] = \frac{1}{\sigma_{1o}} \sum_{\nu \neq 1} \left[\Delta_{2\nu} \left(\frac{\xi_{1\nu}}{\nu \cdot \xi_{1,1}}\right)^2\right] \tag{267}$$

[см. ур. (244), (244a и b)] достаточно при суммировании учитывать реакцию лишь до $|\nu| = 2mq + 1$. При этом под mq следует понимать большее из значений $m_1 q_1$ и $m_2 q_2$. Тогда

$$\Delta_2 \approx \frac{1}{\sigma_{1o}} \left\{ \sum_{\nu \neq 1}^{2mq+1} \left[\Delta_{2\nu} \left(\frac{\xi_{1\nu}}{\nu \cdot \xi_{1,1}}\right)^2\right] + \sigma_{1o} - \sum_{\nu \neq 1}^{2mq+1} \left(\frac{\xi_{1\nu}}{\nu \cdot \xi_{1,1}}\right)^2 \right\}. \tag{267a}$$

Значения для $\left(\frac{\xi_{1\nu}}{\nu\xi_{1,1}}\right)^2 \cdot 100$ и $\Delta_{2\nu} \left(\frac{\xi_{1\nu}}{\nu\xi_{1,1}}\right)^2 \cdot 100$ приведены в табл. 2.

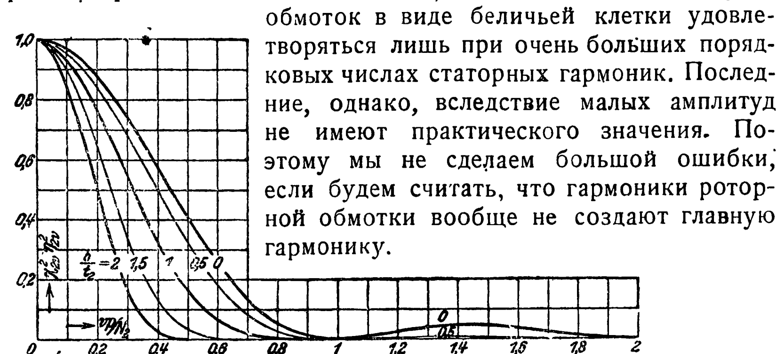
Тогда для нашего примера

$$\Delta_2 \approx \frac{(0,959 + 1,41 - 0,971)}{1,41} = 0,9915.$$

Таким образом влияние реакции меньше 1% и поэтому в случае обыкновенных катушечных обмоток им всегда можно пренебрегать.

При определении $\sigma_{2\nu}$ мы подставляли в ур. (266а) первичный коэфициент σ_1 без учета реакции. Мы видим, что в действительности он приблизительно на 1% меньше, что, конечно, практически не оказывает никакого влияния на величину $\sigma_{2\nu}$.

2-й случай. Токи роторной обмотки не возбуждают гармонику $\mu = 1$. В этом случае ур. (229) для $\mu' = p$ при $\nu' \neq p$ не может быть удовлетворено. В разделе F3b мы показали, что оно может в случае обмоток в виде беличьей клетки удовлетворяться лишь при очень больших порядковых числах статорных гармоник. Последние, однако, вследствие малых амплитуд не имеют практического значения. Поэтому мы не сделаем большой ошибки, если будем считать, что гармоники роторной обмотки вообще не создают главную гармонику.



Фиг. 107. $\chi^2_{2\nu}$, $\eta^2_{2\nu}$ в функции $\frac{\nu p}{N_2}$ при различных скосах пазов $\frac{b}{t_2}$ (фиг. 93).

В этом случае $X_{2o\nu}$ равно реактивному сопротивлению воздушного зазора, если считать гармонику ν главной и согласно разделу f [ур. (258), (258а и b)] в уравнении

$$X_{2o\nu} = \sigma_{2o\nu} X_{2h\nu} \tag{268'}$$

величина

$$\sigma_{2o\nu} = \frac{1}{\chi^2_{2\nu}\eta^2_{2\nu}} - 1, \tag{268}$$

где

$$\chi_{2\nu} = \frac{\sin \nu \frac{p\pi}{N_2} \frac{b}{t_2}}{\nu \frac{p\pi}{N_2} \frac{b}{t_2}} \tag{268a}$$

и

$$\eta = \frac{\sin \nu \frac{p\pi}{N_2}}{\nu \frac{p\pi}{N_2}}. \tag{268b}$$

При этих значениях согласно ур. (264а) определяется коэфициент рассеяния для обмотки в виде беличьей клетки с учетом реакции. Величина $X_{2h\nu}$ определяется ур. (262а и b).

В приводимом ниже примере будет показано, что $\Delta_{2\nu}$ [ур. (264b)] с практически достаточной точностью может определяться при $X_{2N} + X_{2S} = 0$. Тогда на основании ур. (268)

$$\Delta_{2\nu} \approx \Delta'_{2\nu} = 1 - \chi^2_{2\nu}\eta^2_{2\nu} \tag{269}$$

и не зависит от $X_{2h\nu}$. Произведение $\chi^2_{2\nu}\eta^2_{2\nu}$ для различных значений $\frac{b}{t_2}$ показано в функции от $\frac{\nu p}{N_2}$ на фиг. 107.

Пример. В качестве примера воспользуемся той же машиной, что и в случае 1, но катушечную обмотку ротора заменим обмоткой в виде беличьей клетки с $N_2 = 49$ стержнями и без скоса пазов. Для этой обмотки: $X_{2N} = 0{,}000134\ \Omega$, $X_{2S} \approx 0$, $\chi_{2\nu} = \xi_{2\nu} = 1$, $X_{2h} = 0{,}02855\ \Omega$ [ур. (262b)], $\sigma_{2NS} = 0{,}0047$.

Определим реакцию роторной обмотки на гармонику $\nu = -5$ статорной обмотки. Согласно ур. (262a) $X_{2h5} = \frac{X_{2h}}{5^2} = 0{,}00114\ \Omega$ и согласно ур. (268) $\sigma_{205} = 0{,}1490$. По ур. (264a) находим $\sigma_{2,5} = 0{,}2665$ и по ур. (264b) $\Delta_{2,5} = 0{,}210$. Таким образом реакция составляет $(1 - \Delta_{2,5}) \cdot 100 = 79\%$. Для более высоких порядковых чисел она значительно меньше.

Так как реакция роторных гармоник с увеличением порядкового числа быстро уменьшается, то и в случае обмоток в виде беличьей клетки достаточно при определении коэфициента ослабления ограничиться гармониками $1 < |\nu| \leqq (2mq_1 + 1)$. Тогда для нашего примера согласно ур. (267a) получается коэфициент ослабления:

$$\Delta_2 = 0{,}798 \text{ при учете } X_{2N} \text{ и } X_{2S}$$
$$\text{и } \Delta'_2 = 0{,}771 \text{ без учета } X_{2N} \text{ и } X_{2S}.$$

Таким образом практически коэфициент ослабления можно определять, положив $X_{2N} + X_{2S} = 0$. Он зависит тогда лишь от q_1, $\frac{N_2}{p}$ и от величины скоса пазов $\frac{b}{t_2}$. Подставляя $\Delta'_{2\nu}$ [ур. (269)] в ур. (267a), получим для коэфициента ослабления выражение

$$\Delta_2 \approx \Delta'_2 = 1 - \frac{1}{\sigma_{1o}} \sum_{\nu \neq 1}^{2mq_1+1} \left(\chi_{2\nu}\eta_{2\nu}\frac{\xi_{1\nu}}{\nu\xi_{1,1}}\right)^2. \tag{270}$$

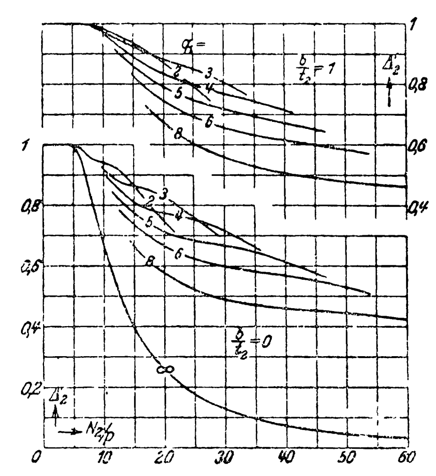
По этому уравнению была подсчитана реакция обмоток в виде беличьей клетки при различных $\frac{N_2}{p}$ на рассеяние воздушного зазора трехфазной обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу при употребительных значениях q_1. Значения коэфициента ослабления для случая нескошенных пазов ротора $\left(\frac{b}{t_2} = 0\right)$ показаны на фиг. 108 внизу, а для пазов, скошенных на одно пазовое деление $\left(\frac{b}{t_2} = 1\right)$, — на той же фиг. 108 вверху.

i) **Однофазная машина.** Рассеяние воздушного зазора, вызываемое вторичной обмоткой, которая всегда выполняется в виде многофазной, будет в этом случае таким же, как и для многофазной машины. Поэтому в дальнейшем мы займемся исследованием рассеяния воздушного зазора, вызываемого первичной обмоткой.

При изучении однофазной машины (раздел C1) мы неподвижное переменное поле статорной обмотки раскладывали на два вращающихся в противоположные стороны поля и для каждого из этих полей пользовались уравнениями многофазной машины (см. также фиг. 47). Высшими гармониками мы пренебрегали. Эти гармоники, как и в случае многофазной машины, вызывают рассеяние воздушного зазора. Пренебрегая реакцией, мы для каждого из обоих вращающихся полей получим коэфициент рассеяния воздушного зазора

$$\sigma_0 = \frac{X_{1\delta} - 2X_{1h}}{2X_{1h}}, \qquad (271)$$

где $X_{1\delta}$ — общее главное реактивное сопротивление статорной обмотки, а X_{1h} — главное реактивное сопротивление главной гармоники статорного поля. Таким образом в соответствии с разделом C1 и в противоположность ур. (66a) тома II X_{1h} является главным реактивным сопротивлением основной гармоники о д н о г о из обоих вращающихся полей.



Фиг. 108. Коэфициент ослабления Δ_2' для роторов в виде беличьей клетки; внизу без скоса пазов, наверху при скосе пазов на одно зубцовое деление ротора.

Рассеяние воздушного зазора получается из магнитной энергии таким же путем, как и в случае многофазной машины (раздел c). Мы можем при этом воспользоваться выведенными для многофазных обмоток ур. (250a и b), если формально положить $m = 2$, так как ур. (247a) и (249a) при $m = 2$ переходят в соответственные выражения для однофазной обмотки.

При нахождении v^1 мы будем предполагать обычный случай, когда q = четному числу (см. фиг. 109). Тогда согласно ур. (250b)

$$v^1 = \frac{2p}{N}\left\{\frac{2}{q^2}\left[1 + 2^2 + 3^2 + \cdots + \left(\frac{q}{2} - 1\right)^2\right] + \frac{Q + 1 - q}{4}\right. \qquad (272a)$$

или после преобразований

$$v^1 = \frac{2p}{N}\left[-\frac{1}{6}q + \frac{Q}{4} + \frac{1}{6q}\right]. \qquad (272b)$$

Можно доказать, что это выражение имеет силу и для нечетных значений q. Подставляя v^1 в ур. (250a), мы получим при $m = 2$

$$\sigma_0 = \frac{\pi^2}{\xi_1^2}\frac{p}{N}\left[-\frac{1}{6}q + \frac{Q}{4} + \frac{1}{6q}\right] - 1. \qquad (272)$$

Во многих случаях обмоткой заняты $^2/_3$ пазов. Тогда

$$Q = \frac{3}{2} q \tag{273a}$$

и

$$\sigma_o = \frac{\pi^2}{\xi_1^2} \frac{p}{N} \left[\frac{5}{24} q + \frac{1}{6q} \right] - 1. \tag{273b}$$

Сравним это значение коэфициента рассеяния с значением для трехфазной обмотки с тем же числом пазов и полюсов. Подставив найденное для трехфазной обмотки значение v^1 [ур. (251)] в ур. (250a) и приняв во внимание, что для трехфазной обмотки $N = 6pq_{III}$, получим для трехфазной обмотки

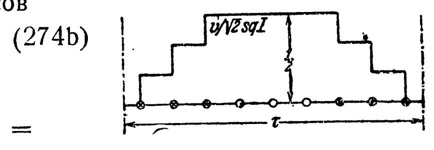
$$\sigma_{oIII} = \frac{4}{3} \frac{\pi^2}{\xi_{1III}^2} \frac{p}{N} \left[\frac{5}{12} q_{III} + \frac{1}{12 q_{III}} \right] - 1. \tag{274a}$$

При том же числе пазов и полюсов

$$q_I = q_{III} \tag{274b}$$

и на основании ур. (273b)

$$\sigma_{oI} = \frac{\pi^2}{\xi_{1I}^2} \frac{p}{N} \left[\frac{5}{12} q_{III} + \frac{1}{12 q_{III}} \right] - 1 = \frac{3}{4} \frac{\xi_{1III}^2}{\xi_{1I}^2} \left(1 + \sigma_{oIII}\right) - 1. \tag{274c}$$



Фиг. 109. К определению v^1 [ур. (272a)].

Так как на основании ур. (146) и (147) тома I $\frac{\xi_{1III}}{\xi_{1I}} = \frac{2}{\sqrt{3}}$, то окончательно получим

$$\sigma_{oI} = \sigma_{oIII}. \tag{274}$$

Таким образом в случае обычных однофазных обмоток с $Q = \frac{3q_I}{2}$ коэфициент рассеяния воздушного зазора таков же, как и для трехфазной обмотки с тем же числом пазов и полюсов. Величину σ_{oI} можно брать из таблицы (251a) для $q = \frac{q_I}{2}$. Тогда реактивное сопротивление для каждого из обоих вращающихся полей получается согласно ур. (244) равным $X_{1o} = \sigma_{oI} X_{1h}$, где X_{1h} — реактивное сопротивление главной гармоники одного из обоих вращающихся полей однофазной статорной обмотки.

Влияние магнитного насыщения железа и реакции короткозамкнутой обмотки проявляется примерно в той же степени, что и у трехфазной обмотки. При этом следует иметь в виду, что реакция для каждого из двух полей, на которые раскладывается каждая гармоника статорной обмотки, в общем случае будет различной. Большие значения реакции могут получиться при $Q \gtrless \frac{3q_I}{2}$, так как в этом случае возникает еще 3-я гармоника.

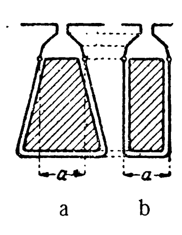
2. Рассеяние пазов

Рассеяние пазов было подробно рассмотрено в разделе IIM1a, b, c тома I, поэтому в дальнейшем мы ограничимся лишь краткой сводкой результатов.

а) Статорная обмотка. Реактивное сопротивление одной фазы статорной обмотки, соответствующее поперечному потоку паза, согласно ур. (376) тома I равно

$$X_{1N} = 0{,}158 \frac{f_1}{100}\left(\frac{w_1}{100}\right)^2 \frac{l_i}{p} \frac{\lambda_{N1}}{q_1} \Omega, \qquad (275)$$

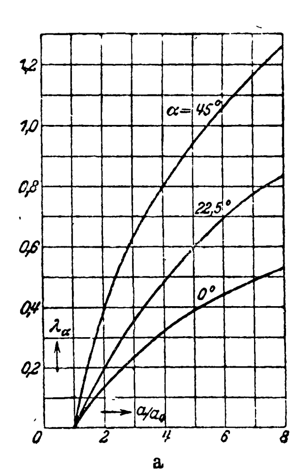
где f_1 — частота сети в Hz; w_1 — число витков одной фазы; l_i — теоретическая длина статора в cm; p — число пар полюсов; q_1 — число пазов на полюс и фазу; λ_{N1} — коэфициент магнитной проводимости паза [Р. 9].

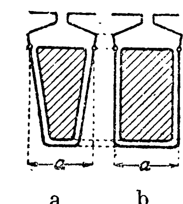


Фиг. 110. Статорные пазы с одинаковым рассеянием.

Величину коэфициента проводимости для пазов различной формы мы нашли в разделе IIM1a и b тома I, где было также указано, как поступать в том случае, когда в отдельных или во всех пазах лежат несколько катушечных сторон, обтекаемых токами различных фаз. Влиянием вытеснения тока на индуктивность статорной обмотки, рассмотренным в разделе IIM1c тома I, в случае обычных обмоток, применяемых в индукционных машинах, можно практически пренебречь.

Для того чтобы при заданном максимальном значении индукции в зубцах получить возможно большее пространство для размещения обмотки (ср. стр. 194 тома I), у индукционных машин с малым диаметром расточки статора пазы выполняются трапецоидальными (фиг. 110, *a*). Коэфициент магнитной проводимости такого паза с большой степенью приближения может быть принят равным коэфициенту магнитной проводимости паза, показанного на фиг. 110, *b*, ширина которого *a* будет такой же, как наименьшая ширина трапецоидального паза [Л. 79]. Поперечное поле паза по фиг. 110, *b* в нижней части паза сильнее, чем для паза по фиг. 110, *a*, но магнитная энергия увеличивается незначительно, так как объем паза меньше.





Фиг 111. *a* — коэфициент магнитной проводимости λ_a для скошенной части полузакрытого паза.

Фиг. 112. Роторные пазы с одинаковым рассеянием.

В случае полузакрытых пазов мы в разделе IIM1a тома I положили часть λ_a коэфициента магнитной проводимости λ_{N1}, соответствующую скошенному участку паза (на фиг. 111, *b* показан жирными линиями),

при обычно имеющем место соотношении $\frac{a}{a_4} \approx 4$ равной $\lambda_a \approx \frac{2,3h_3}{a+a_4}$. При этом мы сделали допущение, что линии индукции проходят перпендикулярно средней линии паза. Для более точного учета влияния отношения $\frac{a}{a_4}$ на эту часть коэфициента магнитной проводимости можно определять λ_a по кривым фиг. 111, *a* [Л. 78].

b) Роторная обмотка. Ур. (275) остается в силе и для роторной обмотки, если заменить индекс 1 на индекс 2. Таким образом отнесенное к частоте сети f_1 реактивное сопротивление рассеяния пазов для всех роторных обмоток определяется формулой

$$X_{2N} = 0,158 \frac{f_1}{100} \left(\frac{w_2}{100}\right)^2 \frac{l_i}{p} \frac{\lambda_{N_2}}{q_2} \ \Omega. \qquad (276')$$

Величину λ_{N_2} и в этом случае нужно определять с учетом фазы токов в каждом пазу (раздел IIM1a и b тома I). Для трапецоидальных пазов (фиг. 112, *a*) получается примерно тот же коэфициент магнитной проводимости, что и для прямоугольных (фиг. 112, *b*).

Подставив в ур. (276′) $q_2 = \frac{N_2}{2pm_2}$, получим

$$X_{2N} = 0,316 \frac{f_1}{100} \left(\frac{w_2}{100}\right)^2 l_i \frac{m_2 \lambda_{N_2}}{N_2} \ \Omega. \qquad (276)$$

Этот вид уравнения особенно удобен для короткозамкнутых обмоток. Для обмотки в виде беличьей клетки при $w_2 = \frac{1}{2}$ и $m_2 = N_2$ отнесенное к частоте сети f_1 реактивное сопротивление рассеяния пазов одной фазы (в данном случае одного стержня) равно

$$X_{2N} = 7,9 f_1 l_i \lambda_{N_2} 10^{-8} \ \Omega. \qquad (276a)$$

Если обмотка состоит из отдельных короткозамкнутых витков и в каждом пазу расположен лишь один стержень (фиг. 72, *a*), то при $w_2 = 1$ и $m_2 = \frac{N_2}{2}$ получим

$$X_{2N} = 15,8 f_1 l_i \lambda_{N_2} 10^{-8} \ \Omega. \qquad (276b)$$

Если каждая фаза состоит из z проводников, причем в каждом пазу лежит также z стержней (фиг. 68 и 69, *a*), то при $w_2 = \frac{z}{2}$ и $m_2 = N_2$ реактивное сопротивление одной фазы

$$X_{2N} = 7,9 z^2 f_1 l_i \lambda_{N_2} 10^{-8} \ \Omega. \qquad (276c)$$

В ур. (276a и b) в качестве λ_{N_2} нужно подставлять коэфициент магнитной проводимости $\lambda_{N_{2}0}$, определяемый для различного вида пазов согласно разделам IIM1a и b тома I, так как здесь токи каждого паза имеют одинаковую фазу [например, ур. (379), (380b), (381) тома I].

В ур. же (276c) при определении λ_{N_2} должен быть учтен сдвиг по фазе токов, протекающих по проводникам, расположенным в одном пазу. Если проводники лежат в пазу **рядом** в один слой, то

$$\lambda_{N_2} = \xi_{2,1}^2 \lambda_{N_2 0}. \qquad (276c')$$

Если же при z-слойной короткозамкнутой обмотке проводники расположены **друг над другом**, то ур. (276c') действительно лишь для **внешнего** коэфициента магнитной проводимости $\lambda_{N_2 a}$, соответствующего поперечному потоку паза, сцепленному со всеми проводниками. Коэфициент магнитной проводимости, соответствующий поперечному потоку паза, сцепленному не со всеми проводниками одного и того же паза, будет в этом случае больше. Множитель k, на который должен быть умножен внутренний коэфициент магнитной проводимости $\lambda_{N_2 i0}$, соответствующий одинаковым фазам всех токов в проводниках паза, имеет следующее значение, которое приводится здесь без вывода, при $z = 2$

$$k = \frac{1}{2} \frac{5 + 3\cos\alpha}{4\xi_2^2}, \qquad (277a)$$

при $z = 3$

$$k = \frac{4 + 3\cos\alpha + \cos\beta + \cos(\alpha + \beta)}{9\xi_2^2}, \qquad (277b)$$

Фиг. 113.

при $z = 4$

$$k = \frac{1}{4}\left[\frac{22 + 15\cos\alpha + 9\cos\beta + 3\cos\gamma + 6\cos(\alpha+\beta) +}{16\xi_2^2} \frac{+ 6\cos(\beta+\gamma) + 3\cos(\alpha+\beta+\gamma)}{16\xi_2^2}\right]. \qquad (277c)$$

В этих уравнениях α, β, γ обозначают фазовые углы, на которые сдвинуты во времени токи стержней (фиг. 113). В этом случае для λ_{N_2} в ур. (276c) должна быть взята величина

$$\lambda_{N_2} = \lambda_{N_2 a} + k\lambda_{N_2 i} = \xi_{2,1}^2(\lambda_{N_2 a} + k\lambda_{N_2 i0}). \qquad (276c'')$$

Обычно нас интересует лишь значение **приведенного** к статорной обмотке реактивного сопротивления рассеяния X'_{2N} роторной обмотки. Множитель $\varrho = \varrho_{v' = p}$, на который нужно умножить X_{2N}, чтобы получить X'_{2N}, определяется по ур. (168). Тогда для всех роторных обмоток

$$X'_{2N} = \varrho X_{2N} = 0{,}316 \frac{f_1}{100}\left(\frac{w_1 \xi_{1,1}}{100\,\chi_{2,1}\xi_{2,1}}\right)^2 l_i \frac{m_1 \lambda_{N_2}}{N_2}\ \Omega. \qquad (278)$$

Для обмотки в виде беличьей клетки $\xi_{2,1} = 1$. Для короткозамкнутой обмотки с z проводниками в пазу (фиг. 68 и 69, a) при расположении стержней в пазу **рядом** [см. ур. (276c')]

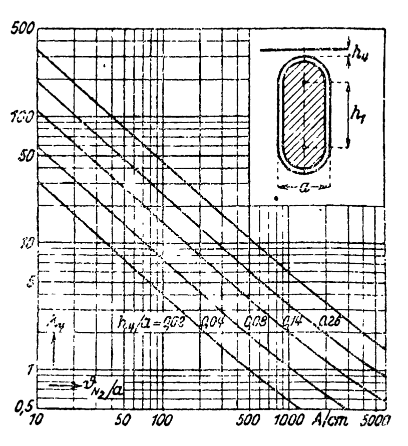
$$X'_{2N} = 0{,}316 \frac{f_1}{100}\left(\frac{w_1 \xi_{1,1}}{100\,\chi_{2,1}}\right)^2 l_i \frac{m_1 \lambda_{N_2 0}}{N_2}\ \Omega, \qquad (278c')$$

т. е. реактивное сопротивление рассеяния получается таким же, как и у обычной обмотки в виде беличьей клетки, и не зависит от сдвига фаз между токами паза. Это преимущество таких обмоток было уже подчеркнуто раньше.

В то время как на X_{2N} коэфициент скоса пазов не влияет, приведенное сопротивление X'_{2N} от него зависит.

Для уменьшения добавочных потерь в железе и намагничивающего тока пазы обмотки в виде беличьего колеса, особенно при открытых пазах статора, часто выполняют совершенно закрытыми. Часть λ_4 коэфициента магнитной проводимости, соответствующая железному мостику над пазом, в значительной степени зависит от полного тока паза. Величина λ_4 определяется по характеристике намагничивания железного мостика, которая может быть построена приближенно без учета влияния поля воздушного зазора.

Допустив, что линии индукции проходят в железном мостике параллельно поверхности ротора и что паз в верхней части закруглен (фиг. 114, вверху направо), значения λ_4 определяют, учитывая приближенно разгрузку зубцов параллельными немагнитными путями. При этом пользуются кривой намагничивания для нормальной динамной стали по фиг. 87 тома II [Р. 10]. На фиг. 114 величина λ_4 приведена в функции отнесенного к ширине паза a мгновенного значения полного тока паза ϑ_{N_2} при различных отношениях высоты мостика h_4 к ширине паза a (см. также [Л. 80]). Обычно h_4 составляет от 0,3 до 0,8 mm. Основное влияние на индуктивность рассеяния оказывает основная гармоника значения λ_4, соответствующая гармонике тока ϑ_{N_2}. Если определить эту гармонику, то можно притти к выводу, что при синусоидальном изменении тока величина λ_4 получается лишь немногим больше, чем значение λ_4 из фиг. 114 при ϑ_{N_2}, равном эффективному значению полного тока паза Θ_{N_2}.



Фиг. 114. Коэфициент магнитной проводимости λ_4^* для закрытых пазов в функции отношения мгновенного значения полного тока паза к ширине паза.

Коэфициент магнитной проводимости для показанной на фиг. 114 формы паза [см. фиг. 245, a и b и ур. (381) тома I] получается равным $\lambda_{N_2} = \frac{h_1}{3a} + 0,66 + \lambda_4$. Для круглых пазов ($h_1 = 0$) величина $\lambda_{N_2} = 0,66 + \lambda_4$.

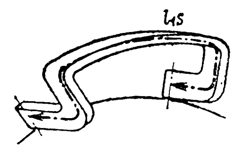
3. Рассеяние лобовых частей

а) Определение реактивного сопротивления. Общее приведенное к первичной обмотке реактивное сопротивление рассеяния лобовых частей согласно ур. (418) тома I равно

$$X_S = 0,158 \frac{f_1}{100} \left(\frac{w_1}{100}\right)^2 \frac{l_{1S}}{p} \lambda_S \Omega. \tag{279}$$

В этом уравнении: f_1 — частота в Hz; w_1 — число последовательно соединенных витков одной фазы; l_{1S} — среднее значение средних длин лобовых соединений (фиг. 115) с одной стороны машины в cm; p — число пар полюсов обмотки; λ_S — коэфициент магнитной проводимости рассеяния лобовых частей. Этот коэфициент благодаря сложной форме лобовых частей не поддается непосредственному расчету и должен быть поэтому найден экспериментальным путем. Величина его зависит не только от статорной, но и от роторной обмотки. Поэтому должны быть исследованы все возможные комбинации статорных и роторных обмоток.

Подобные исследования были для трехфазных машин выполнены Кюрцелем (G. Kürzel) [Л. 81] на моделях обмоток с полюсным делением $\tau = 26{,}4$ cm. При этом применялись плоские катушки с шириной $S_0 = \frac{\tau}{3}$ для двухэтажных обмоток (и соответствующих им обмоток с катушками одинаковой ширины) и $S_0 = \frac{\tau}{6}$ для трехэтажных (и соответствующих им) обмоток. Эти плоские катушки (толщина $h_0 = 6{,}6$ mm) на торцевой стороне изгибались так, чтобы получилось соответствие с практическим выполнением обмоток. Толщина нажимной плиты во всех опытах бралась равной $d = 0{,}075\,\tau = 20$ mm. Измерения производились при частоте 50 Hz, чтобы учесть влияние близко расположенной нажимной плиты, служащей для спрессовывания железного пакета.



Фиг. 115.

Полученный для моделей коэфициент магнитной проводимости мы будем называть **относительным** коэфициентом магнитной проводимости λ_S'', так как, вообще говоря, он требует для действительных обмоток введения некоторой поправки.

В заголовке табл. 3 показаны подвергшиеся исследованию лобовые соединения $A \ldots D$, $F \ldots H$, E_1, E_2 и Z статорной обмотки, а в первом столбце — лобовые соединения роторной обмотки, причем лобовое соединение обмотки в виде беличьей клетки является кольцом, прилегающим к торцу ротора. Под схемами лобовых соединений в заголовке таблицы во второй строке подписаны предельные значения средних относительных длин лобовых соединений $\frac{l_{1S}}{\tau}$ исследованных моделей. В отдельных клетках таблицы даны по три значения относительного коэфициента проводимости для исследованных комбинаций обмоток. Первое и третье значения соответствуют предельным отношениям $\frac{l_{1S}}{\tau}$, приведенным в заголовке таблицы, второе значение соответствует средней величине $\frac{l_{1S}}{\tau}$.

Все данные табл. 3 представляют собой средние для трех фаз значения и относятся к средней величине 0,2 отношения $\frac{s}{\tau}$ расстояния между срединами катушечных сторон к полюсному делению (фиг. 117).

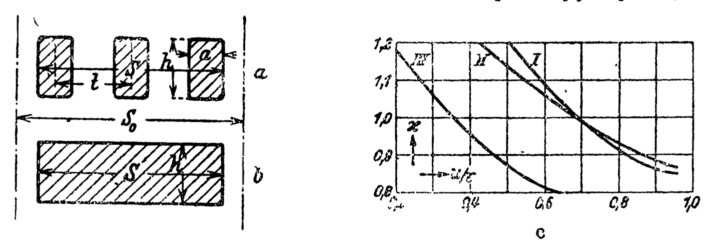
В последующих разделах мы подробнее ознакомимся с особенностями выполнения различных лобовых соединений.

Для предварительных расчетов можно относительный коэфициент магнитной проводимости λ_S'' считать равным действительному коэфициенту λ_S. Более же точную величину λ_S мы получим, умножая λ_S'' на поправочный коэфициент, значения которого большей частью найдены также экспериментальным путем.

Поправка прежде всего необходима для того, чтобы полученные на моделях плоских катушек результаты применить к группам катушек, имеющих действительную форму сечения. Эта поправка должна быть одинаковой для всех типов обмоток.

Соответствующий коэфициент поправки является функцией отношения $\frac{u}{\tau}$ периметра сечения осевой стороны группы катушек к полюсному делению. На фиг. 116, *a* представлена для примера сторона группы катушек, состоящая из $n = 3$ катушечных сторон, соответствующая модели с шириной стороны $S_0 = nt = 3t$.

Интересующий нас периметр u стороны группы катушек обмотки может быть согласно фиг. 116, *b* приравнен периметру прямоугольника,



Фиг. 116. *a* и *b* — пояснения к ур. (280); *c* — поправочный коэфициент $\varkappa$; *I* — однофазная обмотка; *II* — двухэтажная; *III* — трехэтажная обмотка.

описанного вокруг группы катушечных сторон. Если a—ширина и h—высота одной катушечной стороны, то этот периметр равен

$$u = 2\,[(n-1)\,t + a + h], \tag{280}$$

где для двухэтажных и производных от них обмоток с катушками одинаковой ширины $n = q$, соответственно $S_0 = \frac{\tau}{3}$, а для трехэтажных и производных от них обмоток, $n = \frac{q}{2}$, соответственно $S_0 = \frac{\tau}{6}$. В случае двухслойных обмоток для h должна быть взята высота лишь одного слоя. Поправочный коэфициент $\varkappa$ показан на фиг. 116, *c* в функции $\frac{u}{\tau}$. Кривая *I* относится к однофазным обмоткам, кривая *II* — к трехфазным двухэтажным и производным от них обмоткам и кривая *III* — к трехфазным трехэтажным и производным от них обмоткам с катушками одинаковой ширины.

Известные отклонения от формы модели катушки, в частности в отношении вылета лобовых соединений, учитываются поправочным коэфициентом ϱ.

Относительные коэфициенты магнитной проводимости λ''_S; значения

$\frac{\beta_1}{\tau}$ и $\frac{\alpha_1}{\tau}$ $\frac{l_{1S}}{[illegible]}$	A 0,08 . . . 0,32 1,69 . . . 2,55	B 0,08 . . . 0,32 1,61 . . . 2,23	C 0,08 . . . 0,32 1,70 . . . 2,61	D 0,08 . . . 0,32 1,62 . . . 2,28
A	0,424 0,435 0,464			
B	0,410 0,428 0,438	0,444 0,448 0,469		
C			0,402 0,421 0,464	
D			0,402 0,414 0,437	0,415 0,429 0,462
F				
G				
H				
Z	0,353 0,336 0,350	0,384 0,389 0,411	0,316 0,335 0,359	0,372 0,366 0,411
K	0,306 0,334 0,347	0,324 0,359 0,367	0,303 0,345 0,364	0,318 0,342 0,374

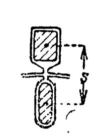
ТАБЛИЦА 3

$\frac{\beta_1}{\tau}$, $\frac{a_1}{\tau}$ и $\frac{l_{1S}}{\tau}$, приведенные в заголовке, относятся к моделям катушек

F	G	H	E_1	E_2	Z
0,08 . . . 0,32 1,48 . . . 2,58	0,08 . . . 0,32 1,42 . . . 2,36	0,08 . . . 0,32 1,41 . . . 2,33	0,20 . . . 0,32 2,25 . . . 2,55	0,16 . . . 0,26 2,15 . . . 2,40	0,10 . . . 0,30 1,46 . . . 1,86
0,329 0,330 0,336					
0,306 0,311 0,315	0,327 0,345 0,350				
0,300 0,295 0,309	0,316 0,322 0,354	0,307 0,365 0,370			
0,357 0,310 0,312	0,337 0,319 0,328	0,330 0,315 0,333	0,361 0,326 0,302	0,310 0,286 0,270	0,327 0,317 0,308
0,275 0,304 0,304	0,280 0,312 0,318	0,304 0'329 0,332	0,344 0,318 0,289	0,280 0,269 0,258	0,298 0,325 0,343

Следующая поправка (коэфициент ι) должна учитывать отношение $\frac{s}{\tau}$ расстояния s между серединами катушечных сторон (по оси машины) статора и ротора (фиг. 117) к полюсному делению τ. С увеличением $\frac{s}{\tau}$ возрастает также и рассеяние лобовых частей.

Наконец, поправочный коэфициент σ учитывает влияние укорочения шага в случае обмоток с катушками одинаковой ширины.

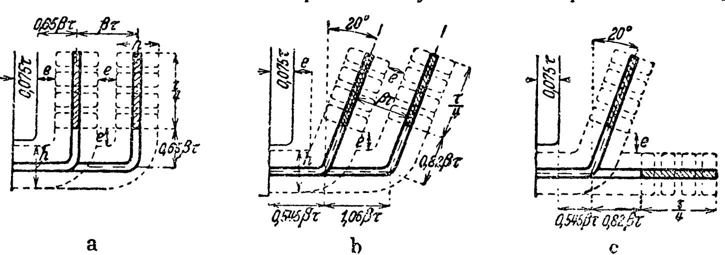


Фиг. 117.

Поправочные коэфициенты ϱ, ι, σ для отдельных комбинаций обмоток в общем случае неодинаковы и должны быть поэтому в дальнейшем установлены отдельно.

Ур. (279) дает нам величину общего реактивного сопротивления рассеяния лобовых частей статорной и роторной обмоток, приведенного к статорной обмотке. При рассмотрении отдельных комбинаций обмоток будет указано, как приблизительно распределяется это реактивное сопротивление между статором и ротором. Кроме того, мы установим также и отношение между наибольшим и наименьшим значениями реактивного сопротивления лобовых частей трех фаз в случае трехэтажных обмоток.

b) Трехфазная двух- ($A \ldots D$) или трехэтажная ($F \ldots H$) обмотки на статоре и на роторе. Форма лобовых частей моделей катушек была взята такой, чтобы при практическом выполнении наименьшие расстояния (e) между лобовыми соединениями различных фаз и между нажимной плитой и наиболее близко расположенным лобовым соединением были приблизительно одинаковы. Ширина катушечной стороны в поперечном



Фиг. 118. Модели катушек двухэтажных обмоток A, C и D. $\beta = 0{,}2$.

сечении лобового соединения была в приблизительном соответствии практическим конструкциям взята равной $\frac{3}{4} S_0$, т. е. для двухэтажной обмотки $\frac{3}{4} \cdot \frac{\tau}{3} = \frac{\tau}{4}$ (фиг. 118, a), а для трехэтажной обмотки $\frac{3}{4} \cdot \frac{\tau}{6} = \frac{\tau}{8}$ (фиг. 118, d).

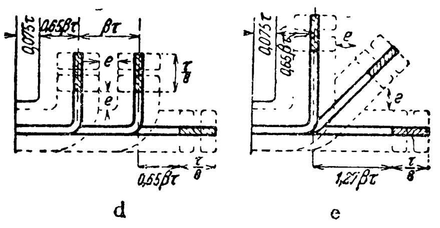
Относительный коэфициент магнитной проводимости λ_s'' в основном зависит от „этажного деления"

$$\beta = \frac{e+h}{\tau}, \tag{281}$$

где e — наименьшее расстояние между лобовыми соединениями различных фаз и h — высота сечения катушечной стороны, причем и e и h берутся без учета толщины изоляции, т. е. для голой меди (фиг. 116, a).

Для лобовых соединений типа A, C и D двухэтажной обмотки модели показаны на фиг. 118, a, b, c в масштабе жирными линиями. Этажное деление для примера взято равным $\beta = 0{,}2$. Все размеры для всех β проставлены на чертежах. Кроме того, тонким пунктиром показана форма действительных лобовых соединений для случая, когда наименьшее расстояние e между лобовыми соединениями различных фаз равно наименьшему расстоянию между нажимной плитой и лобовым соединением. Это допущение, однако, не оказывает влияния на величину относительного коэфициента магнитной проводимости, значение которого, следовательно, остается одинаковым для любой высоты катушечной стороны h. Форма B лобовых соединений двухэтажной обмотки складывается частично из форм A (фиг. 118, a) и D (фиг. 118, c).

Форма F лобовых соединений трехэтажной обмотки получается из формы A двухэтажной обмотки (фиг. 118, a), если добавить еще одну катушечную головку на расстоянии $\beta\tau$ по оси машины и уменьшить ширину поперечного сечения лобового соединения с $\frac{\tau}{4}$ до $\frac{\tau}{8}$. Формы G и H лобовых соединений трехэтажной обмотки показаны на фиг. 118, d и e для $\beta = 0{,}2$, причем высота сечения головки h показанной пунктиром действительной обмотки снова взята такой, чтобы наименьшее расстояние между лобовыми соединениями различных фаз было равно наименьшему расстоянию между нажимной плитой и ближайшим лобовым соединением.



Фиг. 118. Модели катушек трехэтажных обмоток G и H; $\beta = 0{,}2$.

Чтобы при опытах над моделями учесть то, что при практическом выполнении обмоток вылет лобовых соединений ротора меньше, чем у статора, для роторной обмотки было взято этажное деление $\beta_2 = 0{,}8\beta_1$, где β_1 — этажное деление для статорной обмотки.

Для исследованных комбинаций обмоток статора и ротора в табл. 3 приведены относительные коэфициенты магнитной проводимости для $\beta_1 = 0{,}08$, $0{,}20$ и $0{,}32$ (первая, вторая и третья строчки каждой клетки таблицы).

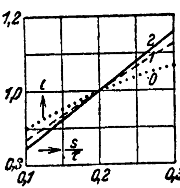
Относительные средние длины лобовых соединений $\frac{l_{1S}}{\tau}$ моделей обмотки приведены для обоих предельных значений $\beta_1 = 0{,}08$ и $\beta_1 = 0{,}32$ в заголовке таблицы, под схемами. Для других значений β величина $\frac{l_{1S}}{\tau}$ изменяется по линейному закону. Однако данные для средних длин лобовых соединений не имеют общего значения, так как отношения $\frac{d}{\tau}$ и $\frac{e + \frac{h}{2}}{e + h}$, которые для моделей имели величины 0,075 и 0,65, при практическом выполнении обмоток могут иметь и иное значение.

Коэфициент магнитной проводимости для рассматриваемых в этом разделе комбинаций обмоток может быть взят равным ($\varrho \approx 1$)

$$\lambda_S = \frac{\varkappa_1 + \varkappa_2}{2} \iota \lambda_S''. \qquad (282)$$

Поправочные коэфициенты $\varkappa_1$ (для статорной обмотки) и $\varkappa_2$ (для роторной обмотки) берутся по кривым фиг. 116, *c*, для значений u_1 и u_2 по ур. (280) для статорной и роторной обмоток, при $n = q$ для двухэтажной обмотки и $n = \frac{q}{2}$ для трехэтажной обмотки.

Поправочный коэфициент ι для значений $\frac{s}{\tau}$ (фиг. 117) иных чем 0,2 может быть взят по фиг. 119. Если в случае двухэтажной обмотки и на статоре и на роторе лобовые соединения имеют прямую катушечную группу (*BB*, *DD*), нужно пользоваться сплошной кривой *2*. Если только одна из обмоток (статора или ротора) имеет прямую катушечную группу (*AB*, *CD*), нужно пользоваться кривой *1*, показанной черточками, и, наконец, пунктирная кривая *0* служит для определения ι в том случае, когда ни на статоре, ни на роторе нет катушечной группы прямой формы (*AA*, *CC*). Наибольшее влияние отношения $\frac{s}{\tau}$ имеет место в том случае, когда и статорные и роторные лобовые соединения имеют прямую катушечную группу, наименьшее же — в том случае, когда все катушечные группы отогнуты. В случае трехэтажных обмоток кривая *2* относится к комбинации *HH*, для всех же остальных комбинаций можно приближенно пользоваться кривой *1*.



Фиг. 119. Поправочный коэфициент ι.

Для других встречающихся на практике отношений $\frac{\beta_2}{\beta_1}$, отличных от 0,8, величина λ_S'' заметно не изменяется ($\varrho \approx 1$), но зато это отношение влияет на величины составляющих λ_S'' значений λ_{1S}'' и λ_{2S}''. Приблизительно можно считать, что

$$\frac{\lambda_{2S}''}{\lambda_{1S}''} = \frac{\beta_2}{\beta_1}$$

или что отношение реактивных сопротивлений

$$\frac{X_{2S}'}{X_{1S}} \approx \frac{\beta_2 l_{2S}}{\beta_1 l_{1S}}.$$

Приведенные в табл. 3 значения λ_S'' являются средними для трех фаз. В случае двухэтажных обмоток значения X_S для отдельных фаз одинаковы, при трехэтажных же обмотках реактивные сопротивления рассеяния лобовых частей могут для различных фаз иметь весьма различную величину.

ТАБЛИЦА 4

Отношение v [ур. (283)]

β_1	*FF*	*FG*	*FH*	*GG*	*GH*	*HH*
0,08	1,07	1,05	1,01	1,36	1,29	1,60
0,20	1,07	1,15	1,13	1,16	1,18	1,41
0,32	1,23	1,26	1,13	1,08	1,08	1,47

В табл. 4 приведены значения отношения

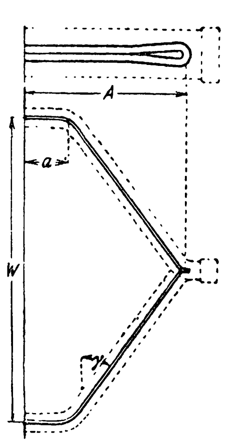
$$v = \frac{X_{S\,max}}{X_{S\,min}} \qquad (283)$$

наибольшего и наименьшего реактивных сопротивлений для исследованных комбинаций обмоток. Это отношение особенно велико для комбинации HH и является наименьшим для комбинации FH.

с) Трехфазная двухслойная цилиндрическая обмотка (Z) на статоре и на роторе. Форма катушек, из которых была составлена модель обмотки, представлена на фиг. 120, причем пунктирными линиями показана действительная форма при практическом выполнении.

Отдельные катушки (14 катушек в одном слое на каждое полюсное деление) были собраны в обычную трехфазную двухслойную цилиндрическую обмотку, показанную, например, на фиг. 131 тома I или еще детальнее на фиг. 237, a — e книги „Якорные обмотки". Были исследованы обмотки с различными углами отгиба γ в пределах $30° \leqslant \gamma \leqslant 45°$ и различными относительными вылетами $\frac{a}{\tau}$ в пределах $0{,}1 \leqslant \frac{a}{\tau} \leqslant 0{,}3$.

В табл. 3 в клетке, относящейся к рассматриваемой здесь комбинации обмоток ZZ, приведены относительные коэфициенты магнитной проводимости для трех различных относительных вылетов $\frac{a_1}{\tau} = 0{,}1$, $0{,}2$ и $0{,}3$. Статорная и роторная обмотки состояли из диаметральных катушек ($W = \tau$) с лобовыми соединениями, отогнутыми под углом $\gamma = 37{,}5°$, и имели лобовые соединения одной и той же осевой длины ($A_1 = A_2$). Под схемой в заголовке табл. 3 приведены относительные длины лобовых соединений для предельных значений $\frac{a_1}{\tau} = 0{,}1$ и $\frac{a_1}{\tau} = 0{,}3$. При этом необходимо иметь в виду, что в действительных обмотках вылет лобовых соединений (A на фиг. 120) и длина лобового соединения всегда больше, чем для модели (фиг. 120). Однако рассеяние определяется вылетом A, показанным на фиг. 120, и соответствующей ему средней длиной лобового соединения.



Фиг. 120. Модель катушки цилиндрической обмотки.

Коэфициент магнитной проводимости мы будем определять по формуле

$$\lambda_S = \frac{\varkappa_1 + \varkappa_2}{2} \varrho \iota \lambda_S''. \qquad (284)$$

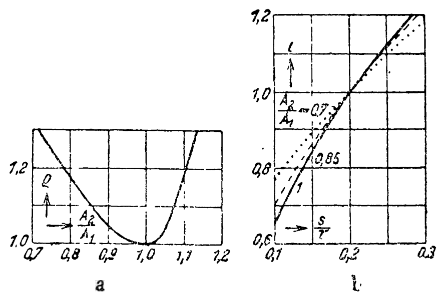
Поправочные коэфициенты $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ для статорной и роторной обмоток мы находим из кривых фиг. 116, c для значений u_1 и u_2 по ур. (280) (для статора и ротора), причем берем $n = q$ и высоту h, равную высоте одного слоя.

Поправочный коэфициент ϱ учитывает влияние отношения $\frac{A_2}{A_1}$ вылетов роторной и статорной обмоток, которое при определении относительного коэфициента магнитной проводимости (табл. 3) было принято равным единице.

Значение ϱ приведено на фиг. 121, *a* в функции отношения $\frac{A_2}{A_1}$. Коэфициент ι учитывает влияние отношения $\frac{s}{\tau}$. Он зависит также несколько от отношения $\frac{A_2}{A_1}$ и приведен на фиг. 121, *b* в функции $\frac{s}{\tau}$ при $\frac{A_2}{A_1} = 0{,}7$, $0{,}85$ и $1{,}0$.

Найденное по λ_S с помощью ур. (279) реактивное сопротивление рассеяния лобовых частей X_S при $\frac{A_2}{A_1} = 1$ распределяется между статорной и роторной обмотками приблизительно поровну. Если $A_2 < A_1$, как это обычно и бывает при практическом выполнении обмоток, то можно положить

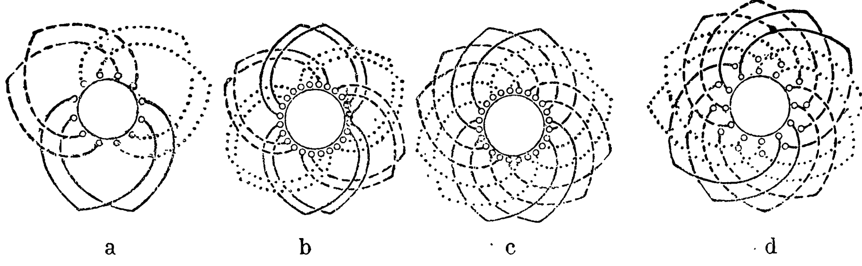
$$\frac{X'_{2S}}{X_{1S}} \approx \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 \frac{l_{2S}}{l_{1S}}.$$



Фиг. 121, *a* и *b*. Коэфициенты ϱ и ι.

d) Трехфазная цилиндрическая обмотка (*Z*) на роторе и двух- (*A...D*) или трехэтажная (*F...H*) или эвольвентная (E_1, E_2) обмотка на статоре. Двух- и трехэтажную обмотки мы уже рассмотрели в разделе b, а цилиндрическую обмотку — в разделе c.

Эвольвентная обмотка (см. фиг. 404, *a* и *b* тома II) может быть выполнена как однослойная с шириной фазовой зоны q [P. 11] и шириной катушки $W = \tau$, как показано на фиг. 122, *a* для $2p = 2$ и $q = 2$. Такая обмотка в заголовке табл. 3 обозначена через E_1.



Фиг. 122. Однослойные эвольвентные обмотки, *a*) $q = 2$, *b* и *c*) $q = 4$; *b* и *c* в отношении рассеяния должны рассматриваться как двухслойные обмотки.

Фиг. 122. Двухслойная эвольвентная обмотка.

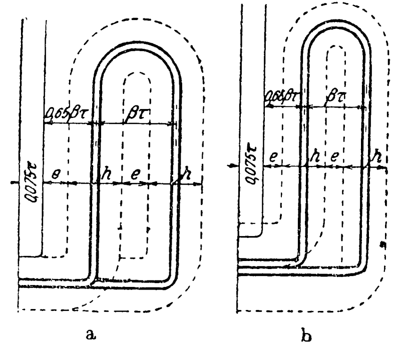
Двухслойная эвольвентная обмотка с шириной фазовой зоны $q = 2$ и с шириной катушки $W = \tau$ показана на фиг. 122, *d* для $2p = 2$. Такое выполнение в табл. 3 обозначено через E_2.

С точки зрения рассеяния лобовых частей однослойные эвольвентные обмотки по фиг. 122, *b* и *c* аналогичны двухслойной обмотке по фиг. 122, *d*. Относительный коэфициент магнитной проводимости как для тех, так и для других обмоток имеет одинаковую величину.

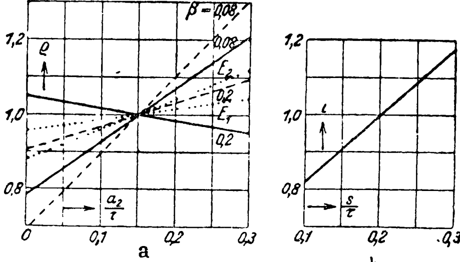
Формы лобовых соединений эвольвентной обмотки, так же как и в случае двух- и трехэтажной обмотки, характеризуются „этажным делением“ β [ур. (281)].

На фиг. 123, *a* показана модель катушки однослойной эвольвентной обмотки при $\beta_1 = 0,26$, а на фиг. 123, *b* — модель катушки такой же двухслойной обмотки при $\beta = 0,21$. Если при практическом выполнении обмоток наименьшее расстояние между лобовыми соединениями берется равным наименьшему расстоянию между нажимной плитой и головкой обмотки (*e* на фиг. 123, *a* и *b*), то действительная форма лобовых соединений получается такой, как показано на чертежах тонким пунктиром.

В клетках табл. 3, относящихся к рассматриваемым здесь комбинациям обмоток $A \ldots D$, $F \ldots H$ на статоре с обмоткой Z на роторе, приведены относительные коэфициенты магнитной проводимости для трех „этажных делений“ $\beta_1 = 0,08$, 0,20 и 0,32, в клетке, относящейся к комбинации E_1Z, для $\beta_1 = 0,2$, 0,26 и 0,32, и в клетке комбинации E_2Z для $\beta_1 = 0,16$, 0,21 и 0,26. Значения коэфициентов приведены для роторной обмотки с диаметральными катушками, относительным вылетом $\frac{a_2}{\tau} = 0,15$ и углом отгиба $\gamma = 37,5°$.



Фиг. 123. Модели катушек однослойной ($\beta = 0,26$) и двухслойной ($\beta = 0,21$) эвольвентных обмоток.



Фиг. 124. Коэфициенты ϱ и ι; $\gamma = 37,5°$.

Относительная длина лобовых соединений модели обмотки ротора имела величину $\frac{l_{2S}}{\tau} = 1,56$, а для статора она приведена в заголовке табл. 3 для предельных значений β_1.

Коэфициент магнитной проводимости для рассматриваемых в этом разделе комбинаций обмоток при диаметральной ширине катушек $W = \tau$ определяется по ур. (284).

Поправочные коэфициенты $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ берутся из кривых фиг. 116, *c* для соответственных значений u_1 и u_2. При определении u_1 по ур. (280) нужно для двухэтажных обмоток брать $n = q$, для трехэтажных $n = \frac{q}{2}$, для обмоток по фиг. 122, *a* и *d* $n = q$ и для обмоток по фиг. 122, *b* и *c* $n = \frac{q}{2}$. При определении u_2 нужно брать $n = q$.

Поправочный коэфициент ϱ зависит от этажного деления статорной обмотки и от относительного вылета $\frac{a_2}{\tau}$ и угла отгиба γ роторной

обмотки. Для этажного деления $\beta_1 = 0,32$ коэфициент ϱ в случае двух- и трехэтажных обмоток может быть принят равным единице.

Зависимость ϱ от относительного вылета $\frac{a_2}{\tau}$ при угле $\gamma = 37,5°$ и при $\beta_1 = 0,08$ и 0,2 характеризуется сплошными кривыми фиг. 124, *a* для двухэтажных обмоток и кривыми из черточек для трехэтажных обмоток.

Для однослойной и двухслойной эвольвентной обмотки при $\gamma = 37,5°$ и при обычных для этих обмоток этажных делениях коэфициент ϱ определяется пунктирными кривыми E_1 и E_2 фиг. 124, *a*. Для других значений γ коэфициент ϱ в основном зависит от относительной осевой длины лобовых соединений роторной обмотки $\frac{A_2}{\tau}$ и может определяться по тем же кривым фиг. 124, *a* для отношения $\frac{a_2}{\tau} = \frac{A_2}{\tau} - \frac{1}{2} \operatorname{tg} \gamma$.

Поправочный коэфициент ι для всех рассматриваемых здесь типов лобовых соединений имеет приблизительно одинаковую величину и показан на фиг. 124, *b* в функции отношения $\frac{s}{\tau}$ (фиг. 117).

Отношение реактивных сопротивлений рассеяния лобовых частей $\frac{X'_{2S}}{X_{1S}}$ в случае катушечных обмоток статора весьма сильно зависит от этажного деления β. Средние значения для двух- $(A \dots D)$ и трехэтажной $(F \dots H)$ обмоток и отношения для эвольвентных обмоток (E_1, E_2) приведены в табл. 5.

ТАБЛИЦА 5

Отношение $\frac{X'_{2S}}{X_{1S}}$

β_1	$A \dots D$	$F \dots H$	β_1	E_1	β_1	E_2
0,08	1,35	0,85	0,20	0,39	0,16	0,56
0,20	0,53	0,41	0,26	0,37	0,21	0,51
0,32	0,03	0,25	0,32	0,34	0,26	0,49

ТАБЛИЦА 6

Величина отношения v

β_1	FZ	GZ	HZ
0,08	1,24	1,95	1,99
0,20	1,18	1,08	1,53
0,32	1,90	1,54	1.19

Разница между реактивными сопротивлениями отдельных фаз трехэтажной обмотки здесь особенно велика. Отношение v по ур. (283) приведено в табл. 6.

е) Обмотка в виде беличьей клетки (K) на роторе и трехфазная двух- ($A \dots D$) или трехэтажная ($F \dots H$) или эвольвентная (E_1, E_2) обмотка на статоре. Соответственные относительные коэфициенты магнитной проводимости приведены в нижних клетках табл. 3 для этажных делений $\beta_1 = 0,08$, 0,20, 0,32 при двух- и трехэтажных обмотках и для $\beta_1 = 0,2$, 0,26, 0,32 и соответственно 0,16, 0,21, 0,26 при эвольвентных обмотках E_1 и E_2. Значения коэфициентов имеют силу для случая, когда средняя линия сечения короткозамыкающего кольца (фиг. 125, *b*) отстоит

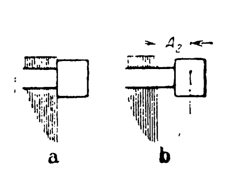
на расстояние $A_2 = 0{,}025\tau$ от торца ротора, т. е. практически, когда кольцо вплотную прилегает к ротору (фиг. 125, *a*).

Коэфициент магнитной проводимости для рассматриваемых в этом разделе комбинаций обмоток может определяться по формуле

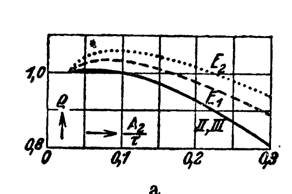
$$\lambda_S = \varkappa_1 \varrho \iota \sigma \lambda_S''. \tag{285}$$

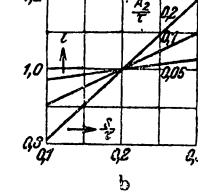
Коэфициент $\varkappa_1$ может быть взят для соответствующего u_1 статорной обмотки [по ур. (280)] из кривых фиг. 116, *c*, причем относительно величин n и q сохраняет силу все сказанное в разделе d. Коэфициент ϱ зависит от отношения $\frac{A_2}{\tau}$ и показан на фиг. 126, *a* для различных статорных обмоток. Коэфициент ι при плотном прилегании кольца к торцу ротора может быть принят равным единице, для других же значений $\frac{A_2}{\tau}$ он показан на фиг. 126, *b* в функции $\frac{s}{\tau}$. Коэфициент σ для двух- и трехэтажных обмоток статора, а также и для эвольвентных обмоток с шириной катушки, равной полюсному делению $\left(\frac{W}{\tau} = 1\right)$, равен единице. Для эвольвентных обмоток при $W < \tau$ величину σ можно брать из кривых фиг. 127, *c* с параметром $\beta_1 \approx \frac{a_1}{\tau}$.

Лобовое рассеяние короткозамыкающих колец при плотном прилегании кольца к ротору практически равно нулю, так что в этом случае реак-



Фиг. 125.





Фиг. 126. Коэфициенты ϱ и ι.

тивное сопротивление X_S вызывается почти исключительно рассеянием лобовых частей статорной обмотки.

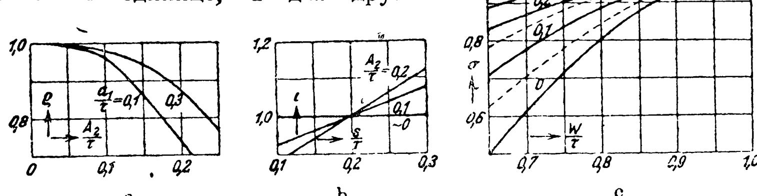
При увеличении $\frac{A_2}{\tau}$ рассеяние статорной обмотки несколько уменьшается, а рассеяние роторной обмотки несколько увеличивается. Отношение реактивных сопротивлений $\frac{X'_{2S}}{X_{1S}}$ при $\frac{A_2}{\tau} = 0{,}15$ приблизительно равно 0,2, а при $\frac{A_2}{\tau} = 0{,}30$ оно составляет около 0,6.

В случае трехэтажной статорной обмотки в общем случае и здесь получаются различные значения λ_S'' для отдельных фаз. В табл. 3 приведено среднее для трех фаз значение. Отношение $v = \frac{X_{S\,max}}{X_{S\,min}}$ здесь примерно равно наибольшему отношению средних длин лобовых соединений различных фаз. Оно будет наибольшим для статорной обмотки F и наименьшим для H.

f) Обмотка в виде беличьей клетки (*K*) на роторе и цилиндрическая обмотка (*Z*) на статоре. Относительные коэфициенты магнитной проводимости приведены в табл. 3 для относительных вылетов $\frac{a_1}{\tau} = 0{,}1$, 0,2 и 0,3 статорной обмотки при $\frac{A_2}{\tau} = 0{,}025$ (плотно прилегающее к ротору кольцо).

Значения коэфициентов относятся к ширине катушки $W = \tau$ и углу отгиба $\gamma = 37{,}5^\circ$ статорной обмотки. Для $\frac{a_1}{\tau} = 0{,}1$ и 0,3 в заголовке табл. 3 приведены относительные длины лобовых соединений моделей катушек статора.

Коэфициент магнитной проводимости определяется из ур. (285). Поправочный коэфициент $\varkappa_1$ для u_1 статорной обмотки берется из кривых фиг. 116, *c*, коэфициент ϱ показан на фиг. 127, *a* для $\frac{a_1}{\tau} = 0{,}1$ и 0,3 в функции $\frac{A_2}{\tau}$. Влияние угла отгиба γ (фиг. 120) на ϱ ничтожно. При $\frac{a_1}{\tau} = 0{,}1$ и при $\gamma = 45^\circ$ оно составляет около 4%, при $\gamma = 30^\circ$ — около — 4%, а при $\frac{a_1}{\tau} = 0{,}3$ оно равно нулю. Поправочный коэфициент ι при плотном прилегании кольца равен приблизительно единице, а для других значений $\frac{A_2}{\tau}$ он приведен на фиг. 127, *b*. Коэфициент σ может быть взят по кривым фиг. 127, *c* для различных относительных вылетов $\frac{a_1}{\tau}$ статорной обмотки.



Фиг. 127. Поправочные коэфициенты ϱ, ι и σ, $\gamma = 37{,}5^\circ$.

Для этой комбинации обмоток (*ZK*) отношение реактивных сопротивлений $\frac{X'_{2S}}{X_{1S}}$ при плотно прилегающем кольце равно приблизительно 0,07, при $\frac{A_2}{\tau} = 0{,}15$ около 0,35 и при $\frac{A_2}{\tau} = 0{,}30$ около 0,75.

g) Однофазная обмотка на статоре. Для однофазных обмоток опыты на моделях не производились, и поэтому здесь придется ограничиться лишь приближенным суждением о величине рассеяния лобовых частей.

Обмотка в виде беличьей клетки на роторе. При плотном прилегании кольца можно для коэфициента магнитной проводимости λ_S в ур. (279) взять за основу относительные коэфициенты λ''_S, относящиеся к однофазным машинам с выступающими полюсами и приведенные в табл. 3 на стр. 97 тома II. Эти относительные коэфициенты приведены

еще раз в табл. 7 для предельных значений относительной средней длины лобового соединения статорной обмотки $\frac{l_{1S}}{\tau}$.

ТАБЛИЦА 7

Относительные коэфициенты магнитной проводимости для однофазной статорной обмотки и роторной обмотки в виде беличьей клетки с плотно прилегающими к ротору кольцами

$\frac{l_{1S}}{\tau}$	1,11 ... 1,26	1,27 ... 1,90	1,28 ... 1,94
λ''_S	0,105 ... 0,123	0,167 ... 0,167	0,171 ... 0,178

Для определения λ_S служит ур. (285), в котором нужно взять $\sigma = 1$. Коэфициент $\varkappa_1$ определяется для u_1 статорной обмотки [ур. (280)] по кривой I фиг. 116, c, причем нужно положить $n = \frac{q}{2}$, если лобовые соединения равномерно распределены по окружности статора.

С увеличением расстояния между кольцом и торцом ротора, т. е. с увеличением относительного вылета роторной обмотки $\frac{A_2}{\tau}$, коэфициент магнитной проводимости изменяется по оси статорной обмотки примерно так же, как и при многофазной обмотке статора (фиг. 126, a), т. е. ϱ сперва возрастает, а при дальнейшем увеличении $\frac{A_2}{\tau}$ все время уменьшается. Здесь, однако, добавляется еще рассеяние роторной обмотки по поперечной оси.

Приближенно оба эти влияния можно учесть, полагая поправочный коэфициент ϱ до значений $\frac{A_2}{\tau} = 0,3$ равным $\varrho = 1 + \frac{A_2}{\tau}$.

Так как в случае однофазной статорной обмотки мы определяем λ_S лишь приближенно, то можно принять, что $\tau \approx 1$.

К а т у ш е ч н а я или ц и л и н д р и ч е с к а я о б м о т к а на р о т о р е. В этом случае можно считать, что относительный коэфициент магнитной проводимости изменяется по оси статорной обмотки (в противоположность тому, что мы имели при роторной обмотке в виде беличьей клетки с плотно прилегающими кольцами) примерно в том же отношении, как при трехфазной статорной обмотке (см. табл. 3). Таким образом при двухэтажной роторной обмотке следовало бы относительный коэфициент λ''_S, взятый из табл. 7, умножить приблизительно на 1,25, тогда как при трехэтажной или цилиндрической роторной обмотке его нужно было бы оставить без изменения. Если приближенно считать, что приведенный к статорной обмотке коэфициент магнитной проводимости ротора для

поперечной оси составляет около 75% относительного коэфициента табл. 7, то относительный коэфициент магнитной проводимости при двухэтажной обмотке ротора должен быть увеличен по сравнению с данными табл. 7 примерно в 2 раза, а при трехэтажной или цилиндрической роторной обмотке — примерно в 1,75 раза. Для определения λ_S служит ур. (284), в котором нужно положить $\varrho \approx 1$, $\iota \approx 1$, а $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ взять по кривой *I* фиг. 116, *c*.

4. Рассеяние головок зубцов

Чтобы избежать довольно кропотливого определения рассеяния воздушного зазора, иногда расчет ведут, исходя из предположения, что рассеяние воздушного зазора равно сумме рассеяния головок зубцов и части рассеяния воздушного зазора, соответствующей бесконечно большому числу пазов. Хотя в разделе 1а и было указано, что такое разложение является неточным, мы все же для полноты вкратце остановимся на этом упрощенном методе.

Рассеяние головок зубцов было уже рассмотрено в разделе II M 2 тома I и там же было показано, что соответствующее реактивное сопротивление определяется по тем же уравнениям, что и реактивное сопротивление рассеяния пазов [см. ур. (376) и (399) тома I], если вместо коэфициента магнитной проводимости паза [например, λ_{N_1} в ур. (275)] подставить коэфициент магнитной проводимости рассеяния головок зубцов. Этот коэфициент для статорных обмоток с одинаковыми фазами тока в пазу согласно ур. (402) тома I равен

$$\lambda_{K_1} \approx \frac{[t_2 - 0{,}75\,(s_1 + s_2)]^2}{6 t_2 \delta}\,. \tag{286a}$$

Переменив индексы 1 и 2, получим такое же уравнение для коэфициента магнитной проводимости роторной обмотки. Для двухслойных обмоток с укороченным шагом ($W < \tau$) значение λ_{K_1}, найденное по ур. (286а), нужно еще умножить на

$$0{,}25 + 0{,}75\,\frac{W}{\tau}\,.$$

Коэфициент рассеяния воздушного зазора при $q = \infty$ для симметричной трехфазной статорной обмотки с диаметральными катушками равен $\sigma_0 = 0{,}00215$ [ур. (251а)].

Тогда с помощью ур. (244) и (244а) реактивное сопротивление $X_{1o\,\infty}$ можно определить из формулы

$$X_{1o\,\infty} = 0{,}344 m_1 \frac{f_1}{100}\left(\frac{w_1 \xi_1}{100}\right)^2 \frac{\tau}{100\delta''}\,\frac{l_i}{p}\ \Omega. \tag{286b}$$

Этим же уравнением можно пользоваться и для роторных обмоток с контактными кольцами, если индекс 1 заменить на 2.

Для роторных обмоток в виде беличьей клетки можно полагать

$$X_{2o\,\infty} = 0.$$

5. Общий обзор способов определения реактивных сопротивлений многофазной машины

а) Рассеяние воздушного зазора. Реактивное сопротивление статорной обмотки определяется по формулам (244) и (244а), причем коэфициент рассеяния σ_{1_0} берется согласно данным разделов 1d и е. Значения σ_0 при диаметральных катушках приведены в табл. (251а) для трехфазных и в таблице (253а) для двухфазных обмоток. Для обмоток с укороченным шагом значения σ_{1_0} могут быть найдены по кривым фиг. 101, *а* и *b*. В качестве длины воздушного зазора должна быть взята величина δ'', определяемая с учетом коэфициента Картера [ур. (261)] и влияния магнитного насыщения зубцов.

В случае роторных обмоток в виде беличьей клетки найденные указанным способом первичные реактивные сопротивления рассеяния воздушного зазора должны быть еще умножены на коэфициент ослабления Δ_2, который для нескошенных или скошенных на одно зубцовое деление роторных пазов может быть взят с достаточным приближением из фиг. 108, а для других величин скоса может быть определен на-глаз.

Для определения реактивного сопротивления роторной обмотки с контактными кольцами могут быть использованы те же уравнения, что и для статора, если индекс 1 заменить индексом 2.

Коэфициент рассеяния σ_{2_0} для роторной обмотки в виде беличьей клетки [ур. (258)] может быть взят из фиг. 103 или подсчитан по приближенной формуле (258'). Умножив этот коэфициент рассеяния на X_{2h} [ур. (262b)], мы найдем реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора для одной фазы клетки, отнесенное к частоте тока в статоре. Чтобы определить реактивное сопротивление ротора, приведенное к статорной обмотке, нужно согласно ур. (244а) умножить σ_{2_0} на X_{1h}.

b) Приближенное определение рассеяния воздушного зазора. С грубым приближением рассеяние воздушного зазора можно рассматривать как сумму рассеяния воздушного зазора при $q = \infty$ и рассеяния головок зубцов.

Реактивное сопротивление рассеяния головок зубцов для статорной обмотки определяется из ур. (275), если вместо λ_{N_1} подставить λ_{K_1} по ур. (286а). Реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора при $q = \infty$ определяется по ур. (286b).

Для роторной обмотки с контактными кольцами реактивное сопротивление рассеяния подсчитывается по тем же формулам, что и для статорной обмотки, если переменить местами индексы 1 и 2. Чтобы привести его к обмотке статора, нужно умножить его на коэфициент ϱ, определяемый из ур. (168) для гармоники ν' с длиной волны, равной двойному полюсному делению.

Для роторной обмотки в виде беличьей клетки учитывается лишь реактивное сопротивление рассеяния головок зубцов, получаемое из ур. (276а) и (278) при $\xi_{2,1} = 1$, если вместо λ_{N_2} взять λ_{K_2}, найденное из ур. (286а) с переставлёнными индексами.

с) Рассеяние пазов. Реактивное сопротивление рассеяния пазов определяется по ур. (275), в котором коэфициент магнитной проводи-

мости λ_{N_1} подсчитывается по уравнениям раздела IIM1b тома I. Для нахождения приведенного к статорной обмотке реактивного сопротивления рассеяния пазов ротора служит ур. (278).

Найденное таким путем реактивное сопротивление, так же как и подсчитанное выше реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора, получено в предположении, что влияние магнитного насыщения железа не сказывается на потоке рассеяния.

d) Рассеяние лобовых частей. Общее приведенное к статорной обмотке реактивное сопротивление от рассеяния лобовых частей определяется из ур. (279). Входящий в него коэфициент магнитной проводимости λ_S зависит от типа обмотки и от расположения лобовых соединений. Приближенно его можно считать равным относительному коэфициенту магнитной проводимости, значения которого для различных комбинаций обмоток статора и ротора приведены в табл. 3. При желании получить более точные результаты нужно умножить его еще на поправочные коэфициенты, которые для различных комбинаций обмоток приведены в разделах 3b—f.

Для разделения общего реактивного сопротивления рассеяния лобовых частей на статорное и роторное можно воспользоваться данными разделов 3b—f. Для роторной обмотки в виде беличьей клетки с плотно прилегающими к ротору короткозамыкающими кольцами можно считать реактивное сопротивление рассеяния лобовых частей равным нулю.

e) Влияние насыщения железа. При определении реактивных сопротивлений рассеяния (разделы a—c) было предположено, что магнитное напряжение потоков рассеяния в железе по сравнению с магнитным напряжением в воздухе равно нулю.

При полузакрытых пазах, как было указано в разделе B6b, это, как правило, является справедливым лишь для токов, которые немногим превышают номинальный ток машины. При бо́льших токах реактивные сопротивления уменьшаются в зависимости от степени насыщения путей рассеяния, так что при неподвижной машине с ротором, замкнутым накоротко, и при номинальном напряжении реактивное сопротивление может понизиться до 70% по сравнению с реактивным сопротивлением вращающейся машины.

Определение реактивных сопротивлений рассеяния с учетом влияния магнитного насыщения железа оказывается, однако, настолько сложным, что приходится отказаться от рассмотрения его в этой книге. Кроме того, предложенные до настоящего времени методы [Л. 26 и 28] не дают сколько-нибудь надежных результатов. Магнитные насыщения в шейках зубцов и в усиках зубцовых головок могут оказывать влияние на реактивные сопротивления рассеяния воздушного зазора и пазов. Предполагая, что при очень больших токах главное значение имеет насыщение в усиках зубцовых головок, можно найти предельные значения реактивных сопротивлений, рассчитывая их для совершенно открытых пазов ($s = a$).

H. МОМЕНТЫ И СИЛЫ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ВЫСШИМИ ГАРМОНИКАМИ

При изложении этого раздела (см. также [Л. 82, 85, 88]) мы будем пренебрегать падением магнитного напряжения в железе,

так как в случае роторных обмоток в виде беличьей клетки чрезвычайно трудно учесть его хоть сколько-нибудь точно. Следствием его является появление в кривой поля помимо гармоник, которые содержит уже кривая возбуждения поля (см. раздел F2 и 3), еще так называемых гармоник насыщения (см. раздел E2), которые, однако, в противоположность первым вращаются с той же скоростью, что и главная гармоника.

Влияние гармоник насыщения можно учесть приближенно. В разделе E2f было показано, что кривая поля при холостом ходе получает плоскую форму, так что при соединении статорной обмотки в звезду кроме главной гармоники возникает значительная 3-я гармоника, которая индуктирует в обмотках статора и ротора напряжения частот $3f_1$ и $3f_1s$ (где s — скольжение относительно главной гармоники) и создает полезный вращающий момент, усиливающий момент основной гармоники. Подсчитать этот момент можно таким же путем, как и для главной гармоники, если иметь в виду, что значения реактивных сопротивлений будут в 3 раза больше, чем при частоте сети. Этот добавочный момент, однако, весьма мал. Опрокидывающий момент пропорционален квадрату амплитуды индукции и согласно ур. (60b) обратно пропорционален реактивному сопротивлению рассеяния (если пренебречь активным сопротивлением). Если, например, амплитуда 3 й гармоники составляет 0,15 от амплитуды основной волны, то опрокидывающий момент, вызванный 3-й гармоникой, будет равен $\frac{0{,}15^2}{3} \approx 0{,}007$ момента главной гармоники.

Роторные токи, создаваемые гармоникой насыщения, могут образовать роторные поля, которые совместно с одним из полей статорной обмотки вызывают добавочные вращающие моменты. Однако мы не будем останавливаться на этом подробнее, так как при больших роторных токах вид кривой поля сильно искажается полями рассеяния воздушного зазора.

1. Ток ротора

В разделе F2 было показано, что в кривой возбуждения поля, а поэтому и в кривой поля статора и ротора помимо главной гармоники содержатся еще гармоники с длиной волны, отличающейся от двойного полюсного деления статорной обмотки. Гармоники статорной обмотки рассмотрены в разделе F2 [ур. (213), (217) до (221)], а гармоники роторной обмотки — в разделе F3 [ур. (226), (229), (235) до (237a и b)].

В этом разделе будут изучены моменты и силы, вызываемые этими гармониками. Так как эти явления становятся особенно заметными у двигателей с короткозамкнутыми роторными обмотками, то в основу наших исследований будет положен двигатель с ротором в виде беличьей клетки или с короткозамкнутым ротором, имеющим z стержней на фазу и z стержней в каждом пазу (фиг 68 и 69, *a*).

Для такого ротора согласно разделу D1 число фаз $m_2 = N_2 =$ числу пазов, а число витков одной фазы $w_2 = \frac{z}{2}$ $\left(\text{для обычной клетки } w_2 = \frac{1}{2}\right)$. Амплитуда статорных гармоник [ур. (217a)] определяется первичным током I_1 который мы всегда считаем синусоидальным, а амплитуда роторных гармоник [ур. (235a)] — током в стержне $I_{2\nu'}$, который индуктируется в фазе роторной обмотки статорной гармоникой порядка ν'. Для коли-

ственного суждения о силах, возникающих благодаря совместному действию статорных и роторных гармоник, нужно прежде всего выяснить связь между токами $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_{2\nu'}$.

Соотношения, необходимые для определения тока в стержне, были уже установлены в разделе G1h. Для того чтобы и те гармоники, длина волны которых превышает двойное полюсное деление главной гармоники ($\nu' = p$), имели порядок, равный целому числу, следовало бы вместо порядкового числа ν ввести в формулы $\nu' = \nu p$. Для этого нужно индекс ν заменить на ν' (а индекс $\nu = 1$ на $\nu' = p$), а входящее в формулы значение ν на $\frac{\nu'}{p}$. Так как, однако, в индукционных машинах почти всегда применяются такие статорные обмотки, для которых $\frac{\nu'}{p}$ является целым числом, то во всех уравнениях можно пользоваться порядковыми числами $\nu = \frac{\nu'}{p}$, что для практического пользования является более наглядным. Мы будем, следовательно, писать [ур. (263)]

$$\dot{I}_{2\nu} = -j\frac{s_\nu X_{2h\nu}}{R_{2\nu} + js_\nu(X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu})}\dot{I}'_{1\nu}. \qquad (287)$$

Фиг. 128. К ур. (288).

Здесь $\dot{I}'_{1\nu}$ представляет собой приведенный к роторной обмотке первичный ток I_1. Он определяется из ур. (166) после перестановки индексов 1 и 2. Учитывая, что $I_{1\nu} = I_1$, получим

$$\dot{I}'_{1\nu} = \frac{2m_1 w_1 \xi_{1\nu}}{N_2 z \chi_{2\nu} \xi_{2\nu}} I_1. \qquad (287a)$$

Значение $s_\nu = 1 - \nu(1 - s)$ получается из ур. (220а). Величина $R_{2\nu}$ представляет собой активное сопротивление одной фазы ротора (раздел D1), которое также зависит от порядкового числа ν. Реактивные сопротивления $X_{2h\nu}$ и $X_{2\sigma\nu}$, входящие в формулу (287), определяются из ур. (262а — d). В экспоненциальной форме ур. (287) будет иметь вид

$$I_{2\nu}\varepsilon^{j(\omega t + \gamma_\nu)} = \frac{s_\nu X_{2h\nu}}{\sqrt{R_{2\nu}^2 + s_\nu^2(X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu})^2}} I'_{1\nu}\varepsilon^{j\omega t}, \qquad (288)$$

где γ_ν — угол, на который $\dot{I}_{2\nu}$ отстает от $\dot{I}'_{1\nu}$ или $\dot{I}_1$.

Из фиг. 128 [см. ур. (287)] получаем

$$\gamma_\nu = \pi - \varrho_\nu, \qquad (288a)$$

где

$$\varrho_\nu = \operatorname{arc\,tg}\frac{R_{2\nu}}{s_\nu(X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu})}. \qquad (288b)$$

Благодаря совместному действию статорных и роторных гармоник возникают добавочные вращающие моменты, которые складываются с моментом, полученным нами в разделах B3 и 4 при отсутствии учета высших гармоник, показанным в функции скольжения s на фиг. 26.

2. Асинхронные моменты

а) Определение асинхронного момента. Асинхронные вращающие моменты могут возникнуть только между такими статорными и ротор-

ными гармониками, которые имеют одинаковое число полюсов и при любом числе оборотов вращаются относительно статора с одинаковой скоростью. Если обозначить роторную гармонику и вызывающую ее статорную гармонику индексом a, а статорную гармонику, образующую с роторной гармоникой асинхронный момент, индексом b, то согласно ур. (218a) и (236a) при одинаковой скорости этих гармоник должно иметь место равенство

$$\frac{1}{\mu}\left[1+(\mu_a-\nu_a)(1-s)\right]=\frac{1}{\nu_b}. \quad (289a)$$

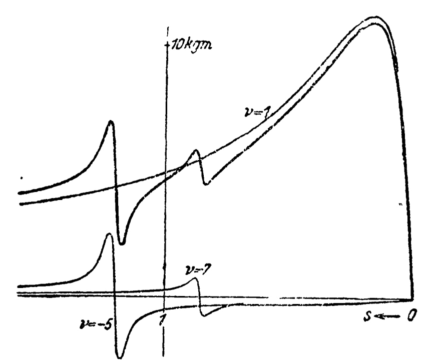
Это уравнение может удовлетворяться при любом значении s лишь тогда, когда $\mu_a-\nu_a=0$. Согласно ур. (237b) это равносильно соблюдению условия $k_2=0$.

Приняв во внимание ур. (229), мы получаем выражение

$$\nu_a=\nu_b,$$

подтверждающее, что скорости статорной гармоники a и роторной гармоники b должны быть одинаковы и. притом независимо от числа оборотов ротора.

Таким образом роторная гармоника образует асинхронный момент с той статорной гармоникой, которой она сама создается.



Фиг. 129. Асинхронные моменты.

Для механической мощности ν-й статорной гармоники можно в соответствии с ур. (226) написать

$$N_{мех_\nu}=N_{2\nu}=(1-s_\nu)N_{i\nu}=\frac{1-s_\nu}{s_\nu}N_2R_{2\nu}I_{2\nu}^2, \quad (290a)$$

где $N_{i\nu}$ — передаваемая ротору мощность (не смешивать с числом пазов ротора N_2), а s_ν — скольжение ν-й статорной гармоники, определяемое ур. (220a). Разделив ур. (290a) на механическую угловую скорость ротора Ω, мы после простых преобразований[1] получим с помощью ур. (287) вращающий момент

$$M_\nu=\frac{1-s_\nu}{s_\nu\Omega}N_2R_{2\nu}I_{2\nu}^2=\frac{\nu p}{\omega}N_2R_{2\nu}\frac{s_\nu X_{2h\nu}^2}{R_{2\nu}^2+s_\nu^2(X_{2h\nu}+X_{2\sigma\nu})^2}I_{1\nu}'^2. \quad (290)$$

Сопротивление $R_{2\nu}$ для определенной круговой частоты $s_\nu\omega$ роторных токов можно найти, зная R_S и R_R по формулам раздела D. Можно также учесть увеличение сопротивления вследствие вытеснения тока (раздел J1).

На фиг. 129 показаны кривые моментов гармоник $\nu=1$, $\nu=-5$ и $\nu=7$ для одного практического случая, в котором встречаются лишь гармоники нечетных порядков, и кривая результирующего момента.

---

[1] $1-s_\nu=\nu(1-s)=\nu\frac{\Omega p}{\omega}$ и $\frac{1-s_\nu}{s_\nu\Omega}=\frac{\nu p}{s_\nu\omega}$.

С увеличением $|\nu|$ точки перехода кривых моментов через нуль $\left(\frac{n_1}{\nu}\right)$ все больше приближаются к числу оборотов $n = 0$ ($s = 1$).

Моменты от высших гармоник обусловливают появление более или менее значительных провалов в кривой результирующего момента. Если разность между результирующим моментом и моментом нагрузки при каком-либо числе оборотов, меньшем чем соответствующее данной нагрузке, равна нулю, то при этом числе оборотов двигатель останавливается и не может достигнуть полной скорости.

Для суждения о том, может ли в данном случае иметь место описанное явление, решающее значение имеют, главным образом, максимальные значения моментов от высших гармоник. Максимальное значение вращающего момента, вызываемого ν-й гармоникой статора, мы найдем по опрокидывающему скольжению $s_{\nu K}$, определяемому из ур. $\frac{dM_\nu}{ds_\nu} = 0$. При этом мы можем без большой ошибки принять $I_1 = \text{const}$, так как в пределах чисел оборотов, при которых возникает описываемое явление, статорный ток изменяется незначительно, как это следует из раздела В4а и фиг. 26. Произведя диференцирование при $I_1 = \text{const}$, мы получим

$$s_{\nu K} \approx \frac{R_{2\nu}}{X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu}}. \tag{291a}$$

Подставляя это значение в ур. (290), находим опрокидывающий момент ν-й гармоники

$$M_{\nu K} \approx \frac{\nu p N_2}{2\omega} \frac{X_{2h\nu}^2}{X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu}} I_{1\nu}'^2. \tag{291}$$

Так как опрокидывающие моменты высших гармоник имеют место вблизи числа оборотов $n = 0$, то рекомендуется относить их к начальному моменту ($s = 1$) главной гармоники ($\nu = 1$). Это отношение является приблизительно мерой провалов в кривой момента, вызванных высшими гармониками. Для того чтобы двигатель мог вращаться хотя бы вхолостую, это отношение должно быть меньше единицы. Начальный момент M_A главной гармоники получается из ур. (290) при $\nu = 1$ и $s_\nu = s = 1$. Так как при $s = 1$ величиной $R_{2,1}^2 = R_2^2$ по сравнению с X_{2h}^2 можно пренебрегать, то можно написать

$$M_A \approx \frac{pN_2R_2}{\omega} \frac{X_{2h}^2}{(X_{2h} + X_{2\sigma})^2} I_{1,1}'^2. \tag{292a}$$

Тогда отношение опрокидывающего момента ν-й гармоники к начальному моменту основной гармоники [ур. (291) и (292a)] будет равно

$$\frac{M_{\nu K}}{M_A} \approx \frac{\nu}{2R_2} \frac{I_{1\nu}'^2}{I_{1,1}'^2} \frac{X_{2h\nu}}{X_{2h}} \frac{1+\sigma_2}{1+\sigma_{2\nu}} (X_{2h} + X_{2\sigma}). \tag{292b}$$

Коэфициенты рассеяния $\sigma_{2\nu}$ и σ_2 определяются ур. (264a).

Так как отношение $\frac{1+\sigma_2}{1+\sigma_{2\nu}}$ может принимать значение, сильно отличающееся от единицы, лишь под влиянием рассеяния воздушного зазора,

то мы не сделаем большой ошибки, пренебрегая рассеянием пазов и лобовых частей, т. е. заменяя $\frac{1+\sigma_2}{1+\sigma_{2\nu}}$ на $\frac{1+\sigma_{2o}}{1+\sigma_{2o\nu}}$.

Взяв коэфициенты рассеяния воздушного зазора по ур. (258) и (268) для короткозамкнутого ротора и приняв во внимание вытекающее из ур. (287а) соотношение

$$\frac{I'_{1\nu}}{I'_{1,1}} = \frac{\xi_{1\nu}\chi_{2,1}\xi_{2,1}}{\xi_{1,1}\chi_{2\nu}\xi_{2\nu}}, \tag{292b}$$

получим

$$\frac{M_{\nu K}}{M_A} \approx \frac{I}{2\nu}\,\frac{X_{2h}+X_{2\sigma}}{R_2}\left(\frac{\xi_{1\nu}\chi_{2\nu}\eta_{2\nu}}{\xi_{1,1}\chi_{2,1}\eta_{2,1}}\right)^2, \tag{293}$$

где χ_2 и η_2 определяются ур. (268а и b).

Влияние высших гармоник на пусковые свойства двигателя будет тем меньшим, чем меньше квадрат заключенного в скобки выражения в ур. (293). При данной статорной обмотке это выражение в основном определяется коэфициентами $\chi_{2\nu}$ и $\eta_{2\nu}$, так как обмоточные коэфициенты $\xi_{1,1}$ и $\xi_{1\nu}$ заданы, а $\chi_{2,1}$ и $\eta_{2,1}$ лишь немногим отличаются от единицы. На величину коэфициента $\chi_{2\nu}$ можно влиять скосом пазов, а на величину $\eta_{2\nu}$ соответственным выбором числа пазов ротора.

На фиг. 107 показана в функции $\frac{\nu p}{N_2}$ для различных отношений $\frac{b}{t_2}$ интересующая нас в основном величина $(\chi_{2\nu}\eta_{2\nu})^2$. Для $\frac{b}{t_2}=0$, т. е. при отсутствии скоса пазов, $\chi^2_{2\nu}=1$ и, следовательно, $(\chi_{2\nu}\eta_{2\nu})^2=\eta^2_{2\nu}$.

Из фиг. 107 видно, что $(\chi_{2\nu}\eta_{2\nu})^2$ при увеличении $\frac{\nu p}{N_2}$ быстро уменьшается и для $\frac{\nu p}{N_2}=0{,}8$ соответственно углу $\frac{\nu p\,180^\circ}{N_2}=144^\circ$ даже при нескошенных пазах $\left(\frac{b}{t_2}=0\right)$ имеет величину всего 0,05, тогда как соответственное значение для $\nu=1$, как правило, лишь незначительно отличается от единицы.

Особого внимания заслуживают з у б ц о в ы е г а р м о н и к и (см. книгу „Якорные обмотки", раздел 46В). Порядок этих гармоник равен

$$\nu = k\,\frac{N_1}{p}+1, \tag{294}$$

где k может быть любым целым числом за исключением нуля, а N_1— число пазов статора. Для зубцовых гармоник групповой коэфициент ζ_ν (ур. 196а) имеет ту же величину, что и для главной гармоники, тогда как для остальных гармоник он гораздо меньше. В случае обычных статорных обмоток $\left(\frac{N_1}{p}=\text{четному числу},\ W=\tau\right)$ то же справедливо и для катушечного коэфициента ς_ν [ур. (196b)]. Поэтому рекомендуется выбирать число стержней ротора N_2 таким, чтобы для зубцовой гармоники наименьшего порядка ($k=-1$), $\frac{|\nu|\,p\,180^\circ}{N_2}\geqslant 144^\circ$, т. е $\frac{N_2}{p}\leqslant 1{,}25\,|\nu|$. Тогда для этой ν-й гармоники $\eta^2_{2\nu}$ понизится по крайней мере до значения 0,05. Если момент этой гармоники должен быть уменьшен и при

бо́льших значениях $\frac{N_2}{p}$, то этого можно достигнуть, уменьшив путем соответственного скоса пазов коэфициент $\chi_{2\nu}$ до нуля. Для этого на основании ур. (206) и (294) должно быть

$$\frac{\nu p\pi}{N_2}\frac{b}{t_2} = (kN_1 + p)\frac{\pi}{N_2}\frac{b}{t_2} = g\pi, \tag{295a}$$

где g — целое число. Для получения возможно меньшего скоса пазов можно взять $g = 1$. Тогда

$$b = \frac{N_2 t_2}{\nu p} = \frac{N_2 t_2}{kN_1 + p}. \tag{295}$$

Особенно вредное влияние оказывают зубцовые гармоники с положительными значениями k, так как они вращаются в ту же сторону, что и главная гармоника, и поэтому при пуске машины в качестве двигателя обусловливают провал в кривой вращающего момента. Для полного уничтожения наиболее опасной зубцовой гармоники ($k = +1$) нужно взять $b = \frac{N_2 t_2}{N_1 + p}$, т. е. сделать скос пазов на величину, несколько меньшую, чем пазовое деление t_1 статора.

b) Краткая сводка практических методов определения асинхронных моментов, вызванных высшими гармониками. В большинстве практических случаев главная гармоника статорной обмотки ($\nu = 1$) является в то же время основной гармоникой. Для этого практически наиболее важного случая мы и покажем здесь ход расчета и сделаем сводку необходимых для этого формул. При этом мы предположим, что ротор имеет обмотку в виде беличьей клетки или z-слойную короткозамкнутую обмотку (фиг. 68 и 69, *a*).

Статорный ток I_1 определяется в функции скольжения по упрощенной (раздел B3) или точной (раздел B5) диаграмме. Приводим этот ток к роторной обмотке и по ур. (287a) получаем $I'_{1\nu}$ для ν-й гармоники статорной обмотки. В этом уравнении $\xi_{1\nu}$ — обмоточный коэфициент статорной обмотки для ν-й гармоники ур. (196), $\xi_{2\nu}$ — обмоточный коэфициент роторной обмотки, величина которого для обмотки в виде беличьей клетки равна единице, и $\chi_{2\nu}$ — коэфициент скоса пазов [ур. (206)].

Вращающий момент M_ν, создаваемый ν-й гармоникой статорной обмотки, определяется тогда из ур. (290). Результирующий момент

$$M = \sum_\nu M_\nu \tag{296}$$

получается путем суммирования по всем гармоникам порядков ν, моменты которых должны быть учтены.

Величина $\omega = 2\pi f_1$ представляет собой круговую частоту сети. Значения s_ν и $R_{2\nu}$ определяются из следующих уравнений [см. ур. (220a), (159) и (157)]:

$$s_\nu = 1 - \nu(1 - s), \tag{296a}$$

$$R_{2\nu} = R_S + \frac{R_R}{2\sin^2\frac{\alpha_\nu}{2}}, \tag{296b}$$

где

$$a_\nu = \nu \frac{2\pi p}{N_2}. \qquad (296c)$$

Ур. (296b) имеет силу для нечетного числа стержней z на фазу. Реактивные сопротивления определяются: $X_{2h\nu}$ — по ур. (262a), $X_{2o\nu}$ — по ур. (286′), $X_{2\sigma\nu}$ — по ур. (262c), $\sigma_{2o\nu}$ — по ур. (268), (268a и b).

При опрокидывающем скольжении[1] $s_{\nu K}$ [ур. (291a)] или при приведенном к главной гармонике скольжении

$$s = \frac{(\nu - 1)(X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu}) + R_{2\nu}}{\nu (X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu})} \qquad (297b)$$

имеет место согласно ур. (291) опрокидывающий момент $M_{\nu K}$ ν-й гармоники, нахождение которого облегчает построение кривой моментов и часто является достаточным для суждения о влиянии моментов от высших гармоник.

Указанным методом построены кривые фиг. 129 для рассмотренного в разделе d (фиг. 131, *a*) примера.

c) Учет влияния реакции при определении асинхронных моментов, вызванных высшими гармониками. Приведенные в разделах a и b уравнения для определения асинхронных моментов от высших гармоник не учитывают влияния реакции высших гармоник роторного тока на статорный ток.

Такое упрощение оправдывается в случае обычных статорных обмоток относительной малостью амплитуд высших гармоник статора.

Однако в случае обмоток с переключением числа полюсов амплитуды высших гармоник статорной обмотки могут быть настолько большими, что реакция индуктированных в роторе гармониками статорной обмотки токов на ток статора может оказаться весьма значительной. Поэтому в данном разделе мы остановимся на определении моментов от высших гармоник с учетом реакции.

При $k_2 = 0$ ур. (229) переходит в $\mu = \nu$. Из этого следует, что каждая статорная гармоника создает роторную гармонику, вращающуюся с той же скоростью, в результате чего обе они образуют совместно асинхронный вращающий момент. Исключение составляет лишь особый случай, для которого рассеяние воздушного зазора бесконечно велико, т. е. для гармоники, удовлетворяющей ур. (233) $I_{2\nu} = 0$.

Каждая индукционная машина с основной и высшими гармониками с точки зрения асинхронных моментов может быть мысленно заменена рядом связанных механически индукционных машин, электрически соединенных последовательно. Все эти воображаемые индукционные машины имеют обмотки действительной машины, но статорное поле каждой из них содержит лишь одну гармонику индукции, причем первая машина обладает главной гармоникой $\nu = 1$, а остальные машины — высшими гармониками.

Такое предположение приводит к расширенной схеме замещения индукционной машины, показанной на фиг. 130, где для наглядности

[1] Уравнения для опрокидывающего скольжения и для опрокидывающего момента непригодны для случая главной гармоники, так как они выведены в предположении, что $I_1 = \text{const}$.

представлена схема лишь для одной из бесконечного множества гармоники. С помощью такой схемы замещения можно для каждого значения s определить токи в отдельных ветвях и определить моменты от отдельных гармоник. Суммируя эти отдельные моменты, мы получим результирующий момент в функции скольжения.

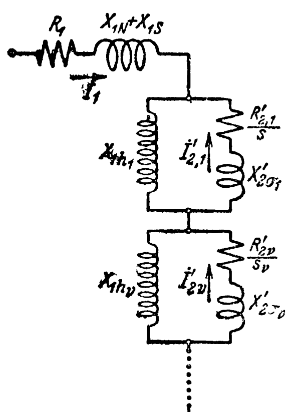
Для наглядности мы будем писать уравнения для порядкового числа $\nu = \frac{\nu'}{p}$, так как и для обычно применяемых обмоток с переключением числа полюсов главная гармоника является одновременно и основной.

Введя сокращенные обозначения

$$X_1 = X_{1N} + X_{1S} + \sum_{\nu} X_{1\nu} \tag{298a}$$

и

$$X'_{2\nu} = X_{1h\nu} + X'_{2\sigma\nu} = X_{1h\nu} + X'_{2N} + X'_{2S} + X'_{2o\nu}, \tag{298b}$$



Фиг. 130. Схема замещения.

мы можем в соответствии с ур. (26a) написать для первичного напряжения выражение

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_1)\dot{I}_1 - j\sum_{\nu} X_{1h\nu}\dot{I}'_{2\nu}. \tag{299a}$$

Для роторного тока, индуктированного в короткозамкнутой роторной обмотке ν-й гармоникой статорной обмотки, можно написать [ур. (26b)]

$$0 = -(R'_{2\nu} + js_\nu X'_{2\nu})\dot{I}'_{2\nu} - js_\nu X_{1h\nu}\dot{I}_1. \tag{299b}$$

Из ур. (299b) находим

$$\dot{I}'_{2\nu} = -\frac{js_\nu X_{1h\nu}}{R'_{2\nu} + js_\nu X'_{2\nu}}\dot{I}_1. \tag{300}$$

Подставив эти выражения для роторных токов, приведенных к статорной обмотке, в ур. (299a), получим после простых преобразований эффективное значение статорного тока

$$I_1 = \frac{U_1}{\sqrt{\left(R_1 + \sum_{\nu} s_\nu R'_{2\nu} C_\nu\right)^2 + \left(X_1 - \sum_{\nu} s_\nu^2 X'_{2\nu} C_\nu\right)^2}}; \tag{301}$$

где

$$C_\nu = \frac{X_{1h\nu}^2}{R'^2_{2\nu} + s_\nu^2 X'^2_{2\nu}}. \tag{301a}$$

Квадрат эффективного значения роторного тока, индуктированного ν-й статорной гармоникой, согласно ур. (300) и (301a)

$$I'^2_{2\nu} = \frac{s_\nu^2 C_\nu}{\sqrt{\left(R_1 + \sum_{\nu} s_\nu R'_{2\nu} C_\nu\right)^2 + \left(X_1 - \sum_{\nu} s_\nu^2 X'_{2\nu} C_\nu\right)^2}} U_1^2. \tag{302}$$

Тогда вращающий момент M_ν от ν-й статорной гармоники

$$M_\nu = \frac{m_1 p}{\omega} \nu \frac{R'_{2\nu}}{s_\nu} I'^2_{2\nu} \quad (302a)$$

и результирующий вращающий момент

$$M = \sum_\nu M_\nu. \quad (302b)$$

Ход расчета для некоторого принятого значения $s = s_1$ таков: для всех значений ν, которые мы хотим учесть, определяем (лучше всего в форме таблицы) s_ν, $R'_{2\nu}$, $X_{1h\nu}$, $X'_{2\nu}$, C, $s_\nu R'_{2\nu} C_\nu$ и $s_\nu^2 X'_{2\nu} C_\nu$.

Далее находим

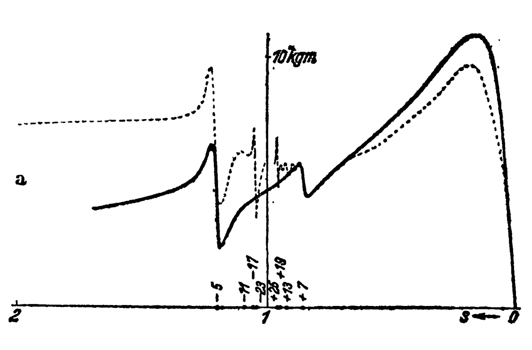
$$X_1, \ \sum_\nu s_\nu R'_{2\nu} C_\nu \ \text{и}$$

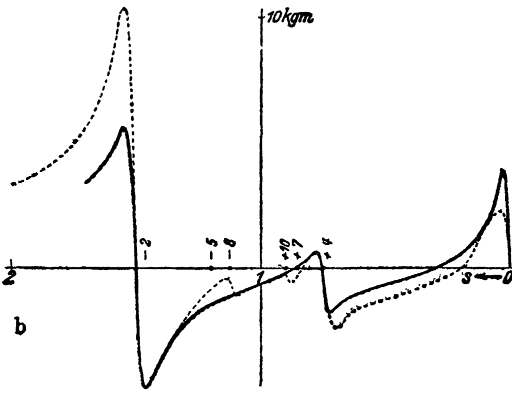
$$\sum_\nu s_\nu^2 X'_{2\nu} C_\nu.$$

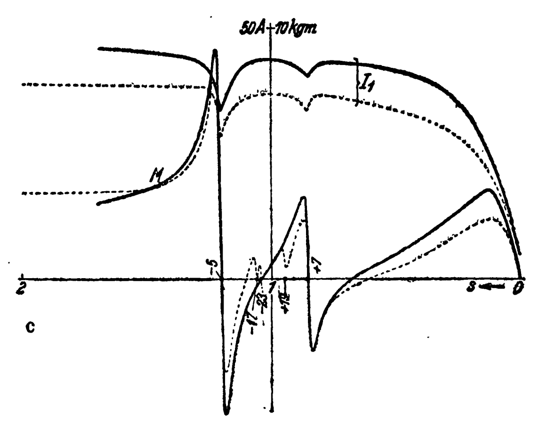
При помощи найденных величин определяем I_1, $I'^2_{2\nu}$, M_ν и M.

d) Примеры определения моментов с учетом реакции. По методу, изложенному в предыдущем разделе, на фиг. 131, *a—c* построены показанные сплошными линиями кривые моментов, причем магнитное напряжение железа было принято равным нулю. Объектом расчета является трехфазный индукционный двигатель, на статоре которого расположены две обмотки с переключением числа полюсов, одна с длинными катушками по схеме фиг. 289, *a* и *b* книги „Якорные обмотки", а другая с короткими катушками по схеме фиг. 291, *a* и *b* той же книги. Обе обмотки могут быть переключаемы с 4 на 8 полюсов.

Диаметр расточки статора 246 mm, длина статора 110 mm, длина воздушного зазора $\delta' = 0,7$ mm. Статор имеет







Фиг. 131. Вращающий момент и ток в функции скольжения для машины с переключением числа полюсов. — — — экспериментальные значения, ——— расчетные значения, при учете только первых трех гармоник. *a* — длинные катушки, $p = 2$; *b* — длинные катушки, $p = 4$; *c* — короткие катушки, $p = 2$.

48, ротор 53 паза. Обмотка ротора выполнена в виде беличьей клетки без скоса пазов.

Фиг. 131, *a* соответствует включению обмотки с длинными катушками при $2p = 4$ полюсах. При таком включении обмотка представляет собой обычную трехфазную обмотку с $q = 4$. При расчете учитывались 1-я, 5-я и 7-я гармоники.

Фиг. 131, *b* также соответствует включению обмотки с длинными катушками, но при $2p = 8$ полюсах. В этом случае появляются большие гармоники четных порядков. При расчете учитывались 1-я, 2-я и 4-я гармоники.

Фиг. 131, *c* соответствует включению обмотки с короткими катушками при $2p = 4$. Здесь кроме кривой вращающего момента показана еще кривая первичного тока I_1. В этом случае появляются лишь гармоники нечетных порядков, из которых учитывались 1-я, 5-я и 7-я гармоники.

Для включения обмотки с короткими катушками при $2p = 8$ кривые не строились, так как эта схема соответствует обычной трехфазной обмотке с $q = 2$.

Пунктирные кривые получены экспериментальным путем при пониженном напряжении. Можно в некоторых случаях отметить значительные расхождения между расчетными и опытными кривыми, которые в основном получились за счет неточностей расчета.

Для того чтобы легче обнаружить причины расхождения кривых моментов, на оси абсцисс нанесены точками с соответственными цифрами значения скольжений, соответствующие синхронным числам оборотов гармоник. Мы видим прежде всего, что расхождения, главным образом, объясняются тем, что при расчете учитывалась лишь часть гармоник. Этим объясняется также и значительное превеличение статорного тока I_1 и момента на фиг. 131, *c*, хотя рассеяние лобовых частей было принято при расчете вполне достаточным. Мы получили бы, конечно, лучшее совпадение между расчетом и опытом, если бы при расчете учли непредусмотренные гармоники как остаточное рассеяние воздушного зазора и прибавили его к X_{1N} и X_{1S}. Провал в кривой тока I_1 получается всегда при синхронном числе оборотов гармоники, так как в этом случае $\frac{R_{2\nu}}{s_\nu} = \infty$ и реакция ротора на статорный ток исчезает.

На фиг. 131, *a* и *b* обращает на себя внимание то, что измеренный вращающий момент при скольжениях $s > 1$ значительно превышает найденный расчетом. Источниками ошибок при измерениях были, главным образом, нагревание роторной обмотки, зависимость трения в подшипниках от температуры и несимметрия статорной обмотки, а при расчете — неточность определения сопротивлений, неточное определение воздушного зазора и пренебрежение потерями в железе.

Влияние магнитного напряжения в железе, которым при расчете пренебрегали, не сказалось бы и при опыте, так как он производился при напряжениях на зажимах, меньших $^1/_3$ номинального. Сравнительные измерения при более высоких напряжениях это целиком подтвердили.

В полученной опытным путем кривой вращающего момента фиг. 131, *a* обращают на себя внимание моменты от высших гармоник, получающиеся при числах оборотов, соответствующих гармоникам $\nu = -23$ и $\nu = 25$, т. е. как раз зубцовым гармоникам, при $k = \pm 1$ в ур. (294).

Во всяком случае и из расчетной и из опытной кривых момента ясно видно, что двигатель при длинных катушках с $2p = 8$ и при коротких катушках с $2p = 4$ не сможет самостоятельно развернуться до номинального числа оборотов, так как в большей части области пуска возникают значительные отрицательные вращающие моменты.

е) Способы уменьшения вращающих моментов от высших гармоник. Отнесенный к начальному моменту главной гармоники опрокидывающий момент высшей гармоники согласно ур. (293) зависит, главным образом, от квадрата заключенного в скобки выражения, равного произведению отношения $\frac{\xi_{1\nu}}{\xi_{1,1}}$, определяемого статорной обмоткой, от-

ношения $\frac{\chi_{2\nu}}{\chi_{2,1}}$, определяемого роторной обмоткой, и отношения $\frac{\eta_{2\nu}}{\eta_{2,1}}$. Для уменьшения вращающих моментов от высших гармоник эти отношения должны быть возможно меньшими.

Целесообразнее всего ослаблять уже гармоники статорной обмотки, так как тем самым уменьшается рассеяние воздушного зазора. Этого можно достигнуть, уменьшая отношение $\frac{\xi_{1\nu}}{\xi_{1,1}}$ обмоточных коэфициентов для высших гармоник и для основной гармоники. Как было уже показано в разделе IIL6b тома II, для этого можно рекомендовать применение обмоток с катушками одинаковой ширины с укороченным шагом. Для таких обмоток отношение групповых коэфициентов должно быть еще умножено на отношение катушечных коэфициентов $\frac{\varsigma_{1\nu}}{\varsigma_{1,1}}$. Например, при $\frac{W}{\tau}=\frac{5}{6}$ (см. табл. 25 тома II) $\frac{\varsigma_{1,5}}{\varsigma_{1,1}}=\frac{\varsigma_{1,7}}{\varsigma_{1,1}}=0{,}259$, благодаря чему опрокидывающие моменты этих гармоник будут составлять лишь $0{,}259^2 = 0{,}067$, т. е. примерно 7% от величины моментов для обмотки с катушками одинаковой ширины при $\frac{W}{\tau}=1$ или иной равноценной обмотки. Таким образом гармоники этих порядков практически исчезают. Однако для гармоник 11-го и 13-го порядков при $\frac{W}{\tau}=\frac{5}{6}$ моменты уменьшаются незначительно (до 0,93) и поэтому для ослабления гармоник порядков более высоких, чем $\nu=7$, в данном случае приходится прибегать к другим мероприятиям.

Благоприятное влияние укорочения шага обмотки особенно сказывается в случае обмоток с переключением числа полюсов. Поэтому такие обмотки следует всегда выполнять с катушками одинаковой ширины и с $W<\tau$.

Для ослабления моментов от высших гармоник, в особенности больших порядков, нужно соответственно подобрать и обмотку ротора.

Некоторые гармоники роторной обмотки можно уничтожить, взяв обмотку с несколькими стержнями на фазу (см. также раздел F3c). Если, например, в простейшем случае, когда число стержней на фазу равно 2, взять шаг, равный $\frac{6}{7}\tau$, то согласно ур. (203) $\xi_{2,7}=0$, т. е. индуктированный 7-й гармоникой статора ток в роторе будет равен нулю [ур. (287) и (287a)]. Нулю будет равен также и момент этой гармоники. В этом случае приближенное ур. (293) неприменимо, так как согласно ур. (291a) опрокидывающее скольжение $s_K=\infty$.

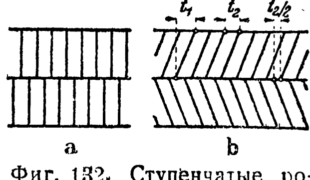
Обычно гармоники сравнительно небольших порядков стараются уничтожить уже в статорной обмотке, а выбором роторной обмотки стремятся воздействовать на гармоники порядков $|\nu| \gg \frac{N_1}{p}-1$ [ур. (294)]. Это, как было показано в разделе a, может быть достигнуто путем соответствующего выбора числа пазов ротора так, чтобы $\left(\frac{\eta_{2\nu}}{\eta_{2,1}}\right)^2$ было достаточно мало.

Для этого нужно взять приблизительно

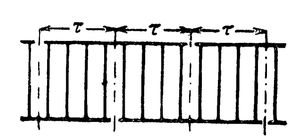
$$N_2 \leqslant 1{,}25\, N_1. \qquad (303)$$

Следующим средством ослабления моментов от гармоник высоких порядков является, как было показано в разделе а, скос пазов ротора относительно пазов статора [ур. (295)], благодаря чему $\left(\frac{\chi_{2\nu}}{\chi_{2,1}}\right)^2$ может быть уменьшено, а для некоторых порядковых чисел даже сделано равным нулю. При этом не следует выбирать скос пазов лишь таким, чтобы полностью уничтожалась только определенная гармоника ротора, а нужно брать его достаточно большим, так как из фиг. 107 следует, что при достаточно большом скосе $\frac{b}{t_2}$ для всех гармоник, начиная с определенного порядкового числа ν, значение $\chi_{2\nu}^2\eta_{2\nu}^2 \approx 0$. Однако большой скос увеличивает σ_{2_0} (фиг. 103), благодаря чему сильно возрастает рассеяние, что вызывает уменьшение коэфициента мощности и перегрузочной способности.

Примерно те же результаты, что и в случае скоса пазов, получаются при разделении роторного пакета на две половины, смещенные друг относительно друга и имеющие посередине ротора третье общее коротко-



Фиг. 132. Ступенчатые роторы.



Фиг. 133. Разрезанные короткозамыкающие кольца.

замыкающее кольцо (фиг. 132, *a*). Такие роторы, у которых пакет может быть разделен и больше чем на две части, называют ступенчатыми [Л. 121]. Дальнейшая эволюция ступенчатого ротора приводит к скосу роторных пазов в обеих половинах относительно пазов статора. Скос обычно производится на одно статорное деление, а смещение частей ротора друг относительно друга берется равным половине роторного деления. Развертка подобного ротора показана на фиг. 132, *b*.

Отношение $\frac{X_{2h} + X_{2\sigma}}{R_2}$ в ур. (293) имеет в общем случае значительно меньшее влияние на моменты от высших гармоник, чем коэфициенты ξ, χ и η. Зато уменьшение этого отношения может быть произведено и для готового двигателя.

Величина X_{2h} согласно ур. (262b) приблизительно обратно пропорциональна длине воздушного зазора δ. То же относится и к той части $X_{2\sigma}$, которая соответствует рассеянию воздушного зазора [ур. (245)].

Таким образом отнесенные к начальному моменту основной гармоники опрокидывающие моменты высших гармоник уменьшаются приблизительно обратно пропорционально длине воздушного зазора. Однако увеличение воздушного зазора всегда связано с уменьшениим коэфициента мощности при номинальном режиме.

Сопротивление R_2 которому обратно пропорциональны относительные опрокидывающие моменты высших гармоник, может быть увеличено путем уменьшения сечения короткозамыкающих колец Однако при этом уменьшается к. п. д. машины и увеличивается скольжение при номинальном режиме.

Для увеличения сопротивления R_2 в еще большей степени кольца разрезают в нескольких местах по окружности ротора, причем, как правило, разрезы одной стороны ротора должны находиться на расстоянии двойного полюсного деления. Тогда места разрезов обоих колец будут расположены через одно полюсное деление, как показано на фиг. 133. По исследованиям Вейхселя (Weichsel) [Л 97], подтвержденным опытами, в этом случае джоулевы потери роторной обмотки для основной гармоники колеблются между двумя предельными значениями, из которых одно равно джоулевым потерям неразрезанной роторной обмотки, а другое в три раза больше.

Среднее значение роторных потерь при разрезанной обмотке ротора будет в два раза больше, чем при неразрезанной. Одновременно увеличивается и рассеяние, вследствие чего ток при неподвижной машине уменьшается. Это в свою очередь вызывает некоторое уменьшение начального момента. Отношение же начального момента к пусковому току увеличивается приблизительно на 16,5%.

Опрокидывающий момент уменьшается примерно на 22%.

3. Синхронные моменты

а) Возникновение синхронных моментов. В разделе 2а было показано, что асинхронный момент возникает благодаря взаимодействию статорной гармоники с роторной гармоникой того же числа полюсов, вызванной как раз этой же статорной гармоникой [$k_2 = 0$ в ур. (229)]. Однако не исключена возможность, что индуктированный высшей гармоникой статора роторный ток создает гармонику поля, число полюсов которой совпадает с числом полюсов какой-либо *другой* статорной гармоники. Благодаря взаимодействию этих гармоник также возникает вращающий момент, но он уже не будет асинхронным, так как появление роторного поля не обусловлено именно тем самым статорным полем, с которым оно взаимодействует. В большинстве случаев здесь имеют место те же физические соотношения, что и в случае синхронной машины. Вращающий момент зависит от взаимного сдвига по фазе обеих гармоник При определенном числе оборотов вращающий момент остается постоянным, при всяком же другом числе оборотов он изменяется во времени, по синусоиде, подобно тому как в случае синхронной машины, выпавшей из синхронизма. В этом случае его можно назвать *колебательным моментом*.

Таким образом синхронные моменты могут возникнуть лишь при наличии роторных полей, порядок которых определяется ур. (229) с значениями k_2, отличными от нуля. Так как мы почти всегда имеем дело со статорными обмотками, для которых главная гармоника является одновременно и основной, то порядковые числа гармоник статорной и роторной обмоток мы будем обозначать через $\nu\left(=\frac{\nu'}{p}\right)$ и $\mu\left(=\frac{\mu'}{p}\right)$.

Порядок роторной гармоники a, создающей вращающий момент совместно со статорной гармоникой b, будем обозначать через μ_a, а порядок статорной гармоники — через ν_b. Для возможности возникновения синхронного момента обе гармоники должны иметь одинаковое число полюсов, т. е. должно быть

$$\mu_a = \pm \nu_b \tag{304a}$$

при

$$k_{2a} \neq 0. \tag{304b}$$

Они впадают в синхронизм, если скорость их вращения одинакова. Таким образом $v_{1\nu_b}$ [ур. 218а)] должно быть равно $v_{1\mu_a}$ [ур. (236а) и (237b)], откуда следует

$$\frac{1}{\mu_a}\left[1 + \frac{k_{2a}N_2}{p}(1-s)\right] = \frac{1}{\nu_b}. \tag{305}$$

Это уравнение удовлетворяется

$$\text{для} \quad \mu_a = +\nu_b \quad \text{при} \quad s = 1, \tag{305a}$$

$$\text{для} \quad \mu_a = -\nu_b \quad \text{при} \quad 1 - s = \frac{n_{мех}}{n_1} = -\frac{2p}{k_{2a}N_2}; \tag{305b}$$

здесь $n_{мех}$ — механическое число оборотов ротора; n_1 — синхронное число оборотов главной гармоники.

Синхронизм обеих гармоник μ_a и ν_b наступает, следовательно,

$$\text{для} \quad \mu_a = +\nu_b \quad \text{при} \quad n_{мех} = 0, \tag{306a}$$

$$\text{для} \quad \mu_a = -\nu_b \quad \text{при} \quad n_{мех} = -\frac{2pn_1}{k_{2a}N_2} = -\frac{2f_1}{k_{2a}N_2}. \tag{306b}$$

При частоте сети $f_1 = 50$ Hz величина $2pn_1 = 6\,000$ об/мин. Для отрицательных значений k_{2a} синхронизм наступает при положительном, а для положительных значений k_{2a} при отрицательном числе оборотов ротора.

По исследованиям Геллера (Heller) [Л. 89] синхронные моменты могут также возникать потому, что усики зубцовых головок в местах максимального значения полного тока насыщены в магнитном отношении сильнее, чем в прочих местах, благодаря чему получается как бы увеличение ширины щели для части пазов. Вызываемые этим явлением моменты возникают при числах оборотов, вдвое больших, чем получаемые из ур. (306b) при $k_{2a} = \pm 1$. Наличие этих моментов, не имеющих, впрочем, большого практического значения, подтверждается опытами Меллера (Möller) [Л. 83].

b) Определение синхронных моментов. Для определения величины синхронного момента найдем произведение индукции b_{μ_a} [ур. (236)] на фиктивную линейную нагрузку, создающую индукцию b_{ν_b} [ур. (217)].

Согласно ур. (217) и (217а) гармоника индукции статорной обмотки

$$b_{\nu_b} = \sqrt{2}\,\frac{m_1}{\pi}\,\frac{\Pi_0}{\delta''}\,\frac{w_1\xi_{1\nu_b}}{p\nu_b}\,I_1 \sin\left(\omega t - \frac{\nu_b\pi}{\tau}x_1\right), \tag{307}$$

а соответствующая линейная нагрузка [согласно ур. (166b) тома I]

$$a_{\nu_b} = \frac{\delta''}{\Pi_0}\,\frac{db_{\nu_b}}{dx_1} = \frac{\sqrt{2}\,m_1}{\pi\tau}\,w_1\xi_{1\nu_b}I_1 \cos\left(\omega t - \frac{\nu_b\pi}{\tau}x_1\right). \tag{308}$$

Гармоника индукции $\dot{b}_{\mu_a}$ определяется из ур. (236) и (235а). При этом мы должны учитывать, что создающий эту индукцию ток $\dot{I}_{2\nu_a}$ согласно ур. (288) и (288а) отстает по фазе от тока $\dot{I}_1$, вызывающего линейную нагрузку a_{ν_b} на угол γ_{ν_a}.

Соотношение между роторным током $I_{2\nu_a}$ и приведенным к роторной обмотке статорным током $\dot{I}'_{1\nu_a}$ определяется ур. (287) или (288), а соотношение между величинами токов $I'_{1\nu_a}$ и I_1 ур. (287а).

При выводе ур. (236) было принято, что точка $x_2 = 0$ на окружности ротора и точка $x_1 = 0$ на окружности статора в момент времени $t = 0$ совпадают. Если для обобщений наших выводов предположить теперь, что ротор в момент времени $t = 0$ смещен в отрицательную сторону на дугу x'_2, соответствующую пространственному фазовому углу $\frac{\mu_a \pi x'_2}{\tau}$, то роторный ток должен иметь опережение во времени на угол $\frac{\nu_a \pi x'_2}{\tau}$. Тогда гармоника индукции b_{μ_a} сдвинется [1] в положительном направлении на угол $\frac{(\mu_a - \nu_a)\pi x'_2}{\tau}$ и для обмотки в виде беличьей клетки ($m_2 = N_2$, $z = 1$) или z-слойной короткозамкнутой обмотки (фиг. 68 и 69, *а*)

$$b_{\mu_a} = B_{\mu_a} \sin\left[\left(1 + (\mu_a - \nu_b)(1 - s)\right)\omega t - \frac{\mu_a \pi}{\tau} x_1 + \right.$$
$$\left. + \frac{(\mu_a - \nu_a)\pi}{\tau} x'_2 + \gamma_{\nu_a}\right], \tag{309}$$

где [ср. ур. (235а), (287) и (287а)]

$$B_{\mu_a} = \frac{\sqrt{2}\,\Pi_0}{\pi\delta''} \frac{m_1 w_1 \xi_{1\nu_a} \xi_{2\mu_a}}{\mu_a p \chi_{2\nu_a} \xi_{2\nu_a}} \frac{s_{\nu_a} X_{2h\nu_a}}{\sqrt{R^2_{2\nu_a} + s^2_{\nu_a}(X_{2h\nu_a} + X_{2\sigma\nu_a})^2}} I_1. \tag{309a}$$

Вращающий момент, обусловленный совместным действием вызванной ν_a-й статорной гармоникой, μ_a-й роторной гармоники и ν_b-й статорной гармоники, на основании ур. (308) и (309) равен

$$m_{\mu_a \nu_b} = \frac{p\tau l_i}{\pi} \chi_{2\mu_a} \int_0^{2p\tau} a_{\nu_b} b_{\mu_a} dx_1. \tag{310}$$

[1] В ур. (223) нужно было бы к временному углу добавить $-\frac{\nu' \pi x'_2}{p\tau}$, а к пространственному углу $+\frac{\mu' \pi x'_2}{p\tau}$. Ур. (227) содержало бы тогда в скобках еще угол $\frac{(\mu' - \nu')\pi x'_2}{p\tau}$.

В этом уравнении $\frac{p\tau}{\pi}$ — радиус ротора; l_i — теоретическая длина ротора; $\chi_{\nu}^{\mu_a}$ — коэфициент скоса. Интегрирование[1] дает:

Для $\mu_a = +\nu_b$

$$m_{\mu_a = +\nu_b} = M_{K_{\mu_a \nu_b}} \sin\left[k_{2a} \frac{N_2}{p}(1-s)\omega t + k_{2a} \frac{N_2}{p} \frac{\pi}{\tau} x_2' - \varrho_{\nu_a}\right]. \quad (311a)$$

Для $\mu_a = -\nu_b$

$$m_{\mu_a = -\nu_b} = M_{K_{\mu_a \nu_b}} \sin\left[\left(2 + k_{2a} \frac{N_2}{p}(1-s)\right)\omega t + k_{2a} \frac{N_2}{p} \frac{\pi}{\tau} x_2' - \varrho_{\nu_a}\right]. \quad (311b)$$

Для $\mu_a = +\nu_b$ синхронизм наступает согласно ур. (305a) при неподвижном двигателе ($s = 1$), а для $\mu_a = -\nu_b$ согласно ур. (305b) при вращении ротора и значении $1 - s = -\frac{2p}{k_{2a}N_2}$. Тогда для обоих случаев

$$m_{\mu_a = \pm\nu_b} = M_{K_{\mu_a \nu_b}} \sin\left(k_{2a} \frac{N_2}{p} \frac{\pi}{\tau} x_2' - \varrho_{\nu_a}\right). \quad (311')$$

Опрокидывающий момент, входящий в ур. (311a и b) и (311′),

$$M_{K_{\mu_a \nu_b}} = \frac{0{,}8 m_1^2 \tau l_i w_1^2}{\pi\delta''} \frac{s_{\nu_a} X_{2h\nu_a}}{\sqrt{R_{2\nu_a}^2 + s_{\nu_a}^2 (X_{2h\nu_a} + X_{2\sigma\nu_a})^2}} \times$$

$$\times \frac{\xi_{1\nu_a}\xi_{1\nu_b}\xi_{2\mu_a}\chi_{2\mu_a}}{\mu_a \xi_{2\nu_a}\chi_{2\nu_a}} I_1^2 10^{-8} \text{ джоулей}, \quad (311)$$

---

[1] Если принять во внимание соотношение

$$\sin x \cdot \cos y = \frac{1}{2}\left[\sin(x+y) + \sin(x-y)\right],$$

то

$$\int_0^{2p\tau} \cos\left(\omega t - \frac{\nu_b \pi}{\tau} x_1\right) \sin\left[\left(1 + (\mu_a - \nu_a)(1-s)\right)\omega t - \frac{\mu_a \pi}{\tau} x_1 + \frac{(\mu_a - \nu_a)\pi}{\tau} x_2' + \gamma_{\nu a}\right] dx_1 = \frac{1}{2}\left\{\int_0^{2p\tau} \sin\left[\left(2 + (\mu_a - \nu_a)(1-s)\right)\omega t - (\mu_a + \nu_b)\frac{\pi}{\tau} x_1 + \frac{(\mu_a - \nu_a)\pi}{\tau} x_2' + \gamma_{\nu a}\right] + \int_0^{2p\tau} \sin\left[(\mu_a - \nu_a)(1-s)\omega t - (\mu_a - \nu_b)\frac{\pi}{\tau} x_1 + \frac{(\mu_a - \nu_a)\pi}{\tau} x_2' + \gamma_{\nu a}\right]\right\} dx_1 = J. \quad (310a)$$

При $\mu_a = +\nu_b$ первый интеграл равен нулю и, принимая во внимание ур. (288a),

$$J = -p\tau \sin\left[(\mu_a - \nu_a)(1-s)\omega t + \frac{(\mu_a - \nu_a)\pi}{\tau} x_2' - \varrho_{\nu_a}\right]. \quad (310b)$$

При $\mu_a = -\nu_b$ второй интеграл равен нулю и

$$J = -p\tau \sin\left[\left(2 + (\mu_a - \nu_a)(1-s)\right)\omega t + \frac{(\mu_a - \nu_a)\pi}{\tau} x_2' - \varrho_{\nu a}\right]. \quad (310c)$$

Согласно ур. (229)

$$\mu_a - \nu_a = k_{2a} \frac{N_2}{p}. \quad (310d)$$

где τ, l_i, δ'' выражены [в cm, а I_1 — в амперах. Угол ϱ_{ν_a}, входящий в ур. (311a и b), определяется ур. (288b).

В большинстве случаев значением $R_{2\nu_a}^2$ по сравнению с $s_{\nu_a}^2(X_{2h\nu_a} + X_{2\sigma\nu_a})^2$ можно пренебречь. Тогда ($R_{2\nu_a} = 0$):

$$\frac{s_{\nu_a} X_{2h\nu_a}}{\sqrt{R_{2\nu_a}^2 + s_{\nu_a}^2(X_{2h\nu_a} + X_{2\sigma\nu_a})^2}} \approx \frac{1}{1 + \sigma_{2\nu_a}} \approx \chi_{2\nu_a}^2 \eta_{2\nu_a}^2 \tag{312a}$$

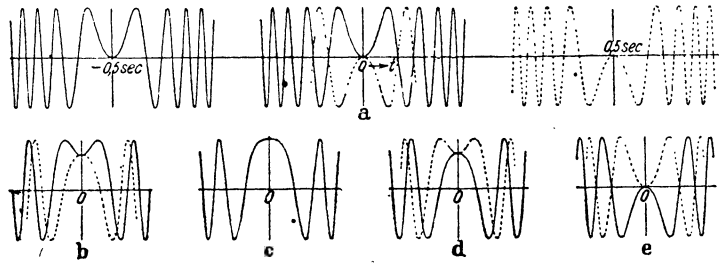
и

$$M_{K\mu_a\nu_b} \approx \frac{0{,}8 m_1^2 \tau l_i w_1^2}{\pi\delta''} \, \frac{\xi_{1\nu_a}\xi_{1\nu_b}\chi_{2\mu_a}\chi_{2\nu_a}\eta_{2\nu_a}^2}{\mu_a \xi_{2\nu_a}} I_1^2 \, 10^{-8}. \tag{312}$$

Относя синхронный опрокидывающий момент к начальному моменту основной гармоники [ур. (292a)] и принимая во внимание соотношения между $I'_{1,1}$ и I_1 [ур. (287a)], получим для $R_{2\nu_a} = 0$

$$\frac{M_{K\mu_a\nu_b}}{M_A} \approx \frac{0{,}4 \tau l_i f_1 N_2}{p\delta'' R_2} \cdot \frac{Z^2}{\mu_a} \, \frac{\xi_{1\nu_a}\xi_{1\nu_b}}{\xi_{1,1}^2} \, \frac{\xi_{2,1}^2 \xi_{2\mu_a}\chi_{2\mu_a}\chi_{2\nu_a}}{\xi_{2\nu_a}\chi_{2,1}^2} \, \frac{\eta_{2\nu_a}^2}{\eta_{2,1}^4}. \tag{313}$$

Для того чтобы выявить **изменение вращающего момента в функции времени**, допустим, что ротор, начиная с момента



Фиг. 134. Изменение синхронного момента при разбеге с постоянным ускорением для практического случая.

времени $t = 0$, проходит с постоянным ускорением a все числа оборотов от 0 до n соответственно скольжениям от 1 до s. Тогда, если синхронное число оборотов обозначить через n_1:

$$n = (1 - s)\, n_1 = at, \tag{314}$$

и мы получим

$$m_{\mu_a = +\nu_b} = M_{K\mu_a\nu_b} \sin\left[\frac{k_{2a}N_2}{p} \, \frac{a\omega}{n_1} t^2 + \frac{k_{2a}N_2}{p} \, \frac{\pi}{\tau} x'_2 - \varrho_{\nu a}\right], \tag{314a}$$

$$m_{\mu_a = -\nu_b} = M_{K\mu_a\nu_b} \sin\left[2\omega t + \frac{k_{2a}N_2}{p} \, \frac{a\omega}{n_1} t^2 + \frac{k_{2a}N_2}{p} \, \frac{\pi}{\tau} x'_2 - \varrho_{\nu_a}\right]. \tag{314b}$$

Эти моменты для наиболее важного участка времени показаны на фиг. 134, a, причем здесь $\omega = 314\, s^{-1}$, $\frac{k_{2a}N_2}{p} \, \frac{a\omega}{n_1} = \pm 628\, s^{-2}$, $k_{2a} = \pm 1$, $\frac{N_2}{p} = 20$, $a = 2{,}5\, s^{-2}$, $n_1 = 25$ об/сек, соответственно времени разбега от $n = 0$ до $n = n_1$, равному $10\, s$ и

$$\frac{k_{2a} N_2 \pi x'_2}{p\tau} - \varrho_{\nu_a} = 0 .$$

Средний чертеж на фиг. 134, *a* относится к $\mu_a = +\nu_b$, а крайние чертежи к $\mu_a = -\nu_b$.

На фиг. 134, *b* — *e* показаны кривые только для $\mu_a = +\nu_b$ при

$$\frac{k_{2a}N_2\pi x_2'}{p\tau} - \varrho_{\nu_a},$$

равном

$$\frac{\pi}{4},\ \frac{\pi}{2},\ \frac{3\pi}{4}\ \text{и}\ \pi.$$

На всех чертежах сплошные кривые относятся к $k_{2a} = +1$, пунктирные — к $k_{2a} = -1$. При

$$\frac{k_{2a}N_2\pi x_2'}{p\tau} - \varrho_{\nu a} = \frac{\pi}{2}$$

(фиг. 134, *c*) кривые для $k_{2a} = +1$ и $k_{2a} = -1$ совпадают. В соответствии с ур. (30 a) на ф г. 134, *a* (средний чертеж) и 134, *b* — *e* синхронный момент получается при неподвижном роторе ($s = 1$), причем наибольшая величина момента будет при

$$\frac{k_{2a}N_2\pi x_2'}{p\tau} - \varrho_{\nu_a} = \frac{\pi}{2}.$$

На обоих крайних чертежах фиг. 134, *a* синхронный момент получается в момент времени

$$t = -\frac{pn_1}{k_{2a}N_2a}.$$

В нашем примере получается $t = +0{,}5$ сек. при $k_{2a} = +1$ и $t = -0{,}5$ сек. при $k_{2a} = -1$ [1].

Возникающие при неподвижном роторе синхронные моменты [ур. (311′) и (311)] могут при известных соотношениях между числами пазов статора и ротора воспрепятствовать разворачиванию двигателя при пуске его в ход. В зависимости от положения ротора (x_2') вращающий момент при неподвижном двигателе согласно ур. (311′) может (при этом, конечно, играет роль и величина ϱ_{ν_a}) принимать все значения между $\pm M_K$ (фиг. 134, *a* — *e*).

---

[1] Согласно ур. (311b) синхронизм наступает при

$$\frac{d}{dt}\left(2 + \frac{k_{2a}N_2}{p}\frac{n}{n_1}\right)\omega t = 0.$$

Если $n = \text{const}$, то эта формула согласно ур. (306b) дает синхронное число оборотов. Если же n является функцией времени, то синхронизм должен наступать при некотором другом числе оборотов ротора. Так, например, при $n = at$

$$\frac{d}{dt}\left(2\omega t + \frac{k_{2a}N_2}{p}\frac{\omega a t^2}{n_1}\right) = 0$$

и, следовательно,

$$n = -\frac{pn_1}{k_{2a}N_2}.$$

Таким образом получающееся в примере (фиг. 134, *a*) при постоянном ускорении синхронное число оборотов $at = 2{,}5 \cdot 0{,}5 = 1{,}25$ об/сек меньше, чем следует из ур. (306b), которое является справедливым для бесконечно малого ускорения.

Если повернуть ротор относительно статора на одно роторное зубцовое деление t_2, то кривая поля b_{μ_a} сдвигается на пространственный угол

$$k_{2a} \frac{N_2}{p} \frac{\pi}{\tau} t_2 = k_{2a} 2\pi. \qquad (315)$$

Таким образом при повороте ротора на одно зубцовое деление имеют место k_{2a} периодов изменения вращающего момента. В этом заключается основное различие между синхронными и асинхронными моментами. Асинхронные моменты не зависят от взаимного расположения статора и ротора.

Частота синхронных моментов, как это следует из ур. (311a, b), равна

$$f_{\mu_a=+\nu_b} = \frac{k_{2a}N_2}{p}(1-s)f_1, \qquad (316a)$$

$$f_{\mu_a=-\nu_b} = \left[2 + \frac{k_{2a}N_2}{p}(1-s)\right]f_1, \qquad (316b)$$

где f_1 — частота сети.

Если частота синхронных моментов при некотором скольжении совпадает с частотой собственных механических колебаний какой-либо части машины, то возникает резонанс, который может явиться причиной шума.

с) Неблагоприятные числа стержней. Нам остается еще выяснить, при каком числе стержней ротора можно ожидать появления синхронных моментов. Согласно ур. (213) и (229)

$$\mu_a = k_{2a} \frac{N_2}{p} + m_1 k_{1a} + 1 \qquad (317a)$$

и

$$\nu_b = m_1 k_{1b} + 1. \qquad (317b)$$

Для $\mu_a = +\nu_b$ (синхронизм при неподвижном роторе)

$$N_2 = m_1 p \frac{k_{1b} - k_{1a}}{k_{2a}}. \qquad (317)$$

Роторные гармоники при $k_{2a} = \pm 1$ дают наименьшее число полюсов у гармоник индукции, создающих синхронные моменты, и имеют поэтому наибольшее практическое значение. В случае обмоток с переключением числа полюсов k_{1a} и k_{1b} могут принимать значения любых целых чисел, и поэтому синхронные моменты могут возникать как при четных, так и при нечетных числах роторных пазов.

В случае же обычных обмоток, не имеющих высших гармоник четных порядков k_{1a} и k_{1b}, а также $k_{1b} - k_{1a}$, всегда представляют собой положительные или отрицательные четные числа (см. стр. 139), и поэтому согласно ур. (317) синхронные моменты могут здесь возникать только при четном числе пазов.

Для $\mu_a = -\nu_b$ (синхронизм при вращении ротора)

$$N_2 = -\frac{2 + m_1(k_{1a} + k_{1b})}{k_{2a}} p. \qquad (318)$$

И в этом случае при обычных статорных обмотках, гармоники которых всегда имеют нечетный порядок ν (k_{1a} и k_{1b} — четные числа), син-

хронные вращающие моменты для $k_{2a} = \pm 1$ могут возникать только при четном числе пазов.

Наибольшую опасность представляет синхронизм между гармоникой ν_b статора [ур. (294,] и имеющим то же число полюсов роторным полем μ_a, ток которого индуктируется главной гармоникой ($\nu_a = 1$) статора (см. табл. 9). В этом случае $\nu_a = 1$ и

$$\mu_a = \frac{k_{2a} N_2}{p} + 1, \tag{319a}$$

$$\nu_b = \frac{k_b N_1}{p} + 1, \tag{319b}$$

т. е.

$$k_{2a} N_2 + p = \pm (k_b N_1 + p). \tag{319c}$$

При знаке (+), что соответствует неподвижному ротору,

$$N_2 = \frac{k_b}{k_{2a}} N_1, \tag{320a}$$

а при знаке (—), что соответствует вращающемуся ротору,

$$N_2 = - \frac{2p + k_b N_1}{k_{2a}}. \tag{320b}$$

Когда $k_{2a} = \pm 1$ и $k_b = \pm 1$ при $\mu_a = \nu_b$ и когда $k_b = \mp 1$ при $\mu_a = -\nu_b$, самые неблагоприятные значения числа пазов ротора получаются равными

$$N_2 = N_1 \tag{320a}$$

и

$$N_2 = N_1 \pm 2p, \tag{320b}$$

которых следует избегать во всяком случае[1].

d) Примеры для благоприятных чисел стержней. Прежде всего исследуем в отношении синхронных вращающих моментов включения, которыми мы занимались в разделе 2d (фиг. 131, *a* - *c*).

При неподвижном роторе согласно ур. (317) при $m = 3$, $p = 2$, $N_2 = 53$

$$k_{1b} - k_{1a} = \frac{53 k_{2a}}{6} \tag{322a}$$

[1] Следует подчеркнуть, что при выполнении ур. (317) или (318) возникает не один синхронный момент, а бесконечный ряд синхронных моментов. Сохраняя величину k_{2a} постоянной, можно, не нарушая условия возникновения синхронных моментов, выбирать значения k_{1a} и k_{1b} совершенно произвольно, лишь бы только оставалась неизменной величина суммы $k_{1a} + k_{1b}$ [ур. (318)] или разности $k_{1b} - k_{1a}$ [ур. (317)] Каждой паре значений k_{1a} и k_{1b} соответствуют, однако, две гармоники, образующие совместно синхронный момент. Все синхронные моменты при одном и том же значении k_{2a} имеют согласно ур. (316a,b) одинаковую частоту и [(ур. (311')], если пренебречь весьма малым углом ϱ_{ν_a}, одинаковую фазу, т. е. должны складываться алгебраически. Ур. (317), соответствующее неподвижному ротору, может удовлетворяться одновременно при положительном и при отрицательном значении k_{2a}, тогда как ур. (318), соответствующее вращению ротора, удовлетворяется только либо при положительном, либо при отрицательном значении k_{2a}. Моменты при отрицательных k_{2a} находятся по отношению к моментам при положительных k_{2a} в противофазе (если пренебречь углом ϱ_{ν_a}). Результирующий момент, соответствующий парам значений $\pm k_{2a}$, равен, таким образом, разности отдельных моментов, найденных по ур. (312).

При включениях, соответствующих фиг. 131, *a* и *c*, в статорной обмотке создаются гармоники лишь нечетных порядков. Тогда на основании раздела F2b, k_{1a} и k_{1b}, а также и их разность $k_{1b} - k_{1a}$ являются четными числами. Наименьшим значением k_{2a}, при котором удовлетворяется ур. (322a), является $k_{2a} = \pm 12$, откуда $k_{1b} - k_{1a} = \pm 106$. Согласно ур. (213)

$$\nu_b - \nu_a = m_1 (k_{1b} - k_{1a}) \tag{323}$$

и, следовательно, при $k_{2a} = \pm 12$

$$\nu_b - \nu_a = \pm 318.$$

Таким образом синхронных моментов нужно ожидать при следующих соответственных значениях ν_a и $\nu_b = \mu_a$:

$$\nu_a \text{ (или } \nu_b = \mu_a) = +1 -5 +7 -11 \text{ и т. д.}$$

$$\nu_b = \mu_a \text{ (или } \nu_a) = \begin{cases} +319 +313 +325 +307 \text{ и т. д.} \\ -317 -323 -311 -329 \text{ и т. д.} \end{cases}$$

По крайней мере одна из обеих гармоник ν_a или $\nu_b = \mu_a$, создающих синхронные моменты, имеет настолько большой порядок, что возникающие от их совместного действия моменты вследствие малости амплитуды одной из гармоник [(ур. (217a) и (235a)] не имеют никакого практического значения.

При включении, соответствующем фиг. 131, *b*, в кривой в збуждения поля статорной обмотки имеются как четные, так и нечетные гармоники Поэтому разность $k_{1b} - k_{1a}$ в ур. (322a) может быть и нечетной. Тогда наименьшим значением k_{2a}, при котором удовлетворяется ур. (322a), является ± 6, и для этого случая мы получим [ур. (323)]

$$\nu_b - \nu_a = \pm 159.$$

И в этом случае по крайней мере одно из порядковых чисел ν_a или ν_b настолько велико, что синхронные моменты практически получаются ничтожными.

При **в р а щ е н и и** ротора условием появления синхронных моментов согласно ур. (318) является

$$k_{1a} + k_{1b} = -\left(\frac{53}{2} k_{2a} + 2\right)\frac{1}{3}. \tag{322b}$$

Наименьшим значением k_{2a}, для которого это уравнение удовлетворяется при четных k_{1a} и k_{1b} (фиг. 131, *a* и *c*), является $+4$, откуда

$$\nu_a + \nu_b = -\frac{N_2 k_{2a}}{p} = -106.$$

Если в кривой поля статора имеются гармоники четных порядков (фиг. 131, *b*), то $k_{1a} + k_{1b}$ может быть и нечетным. Тогда наименьшим значением k_{2a}, при котором удовлетворяется ур. (322b), является -2, и мы получим $\nu_a + \nu_b = 53$. В последнем случае синхронных моментов нужно ожидать при

$$\nu_a \text{ (или } \nu_b = -\mu_a) = 1 -2 +4 -5 +7 -8 \text{ и т. д.}$$
$$\nu_b = -\mu_a \text{ (или } \nu_a) = 52 \quad 55 \quad 49 \quad 58 \quad 46 \quad 61 \text{ и т. д}$$

И в этом случае синхронные моменты весьма малы, так как по крайней мере одна из гармоник, участвующих в создании синхронных моментов, имеет настолько большой порядок, что ее амплитуда практически равна нулю.

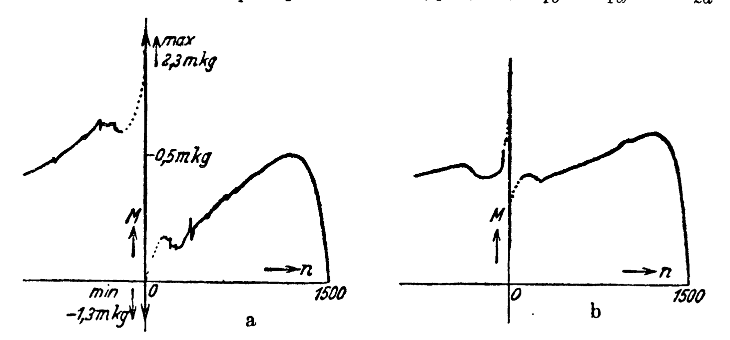
Сделанные только что выводы относительно появления синхронных моментов при включениях по фиг. 131, *a* — *c*, как показывают пунктирные кривые, подтверждаются опытом.

e) Примеры для неблагоприятных чисел стержней.[1] Значительные синхронные моменты видны на фиг. 135 и 136, *a* и *b*, взятых из подробной работы **М е л л е р а** (Möller) [Л. 83], где можно также найти более обширные данные

относительно исследованных им машин. Трехфазная статорная обмотка во всех случаях имела четыре полюса ($p = 2$). Фиг. *a* относятся к 24, а фиг. *b* — к 36 пазам статора. Для большей наглядности обмоточные коэфициенты $\xi_{1\nu}$ статорной обмотки сведены в табл. 8. Фиг. 135 относятся к 24, фиг. 136 — к 16 пазам ротора. Пазы во всех случаях не имеют скоса. Входящие в приближенные ур. (312) и (313) величины $\eta^2_{2\nu}$ (фиг. 107) также приведены в табл. 8.

Рассмотрим сперва фиг. 135, *a* и *b* для $N_2 = 24$.

При неподвижном роторе согласно ур. (317) $k_{1b} - k_{1a} = 4\,k_{2a}$, следо-



Фиг. 135. Примеры для синхронных моментов при неподвижном роторе, $N_2 = 24$, *a*) $N_1 = 24$, *b*) $N_1 = 36$.

вательно [ур. (323)], $\nu_b = 12\,k_{2a} + \nu_a$. В табл. 9 приведены для порядковых чисел $\nu_a = 1$ до 19 порядковые числа соответственных значений $\nu_b = \mu_a$ при $k_{2a} = \mp 1$, ∓ 2 и ∓ 3, а также величины (для $N_1 = 24$ и $N_1 = 36$)

$$F = \frac{\xi_{1\nu_a}\,\xi_{1\nu_b}\,\eta^2_{2\nu_a}}{\mu_a}, \tag{324}$$

определяющие возникающий при этом синхронный момент [ур. (312), $\xi_2 = \chi_2 = 1$].

ТАБЛИЦА 8

Величины $\xi_{1\nu}$ и $\eta^2_{2\nu}$ для примера, к которому относятся фиг. 135 и 136, *a* и *b*

$\nu =$	1	−5	7	−11	13	−17	19
$\xi_{1\nu}$ $N_1 = 24$	0,966	0,259	−0,259	−0,966	−0,966	−0,259	0,259
$\xi_{1\nu}$ $N_1 = 36$	0,960	0,217	−0,178	−0,178	0,217	0,960	0,960
$\eta^2_{2\nu}$ $N_2 = 16$	0,950	0,222	0,0194	0,0458	0,0326	0,0033	0,0154
$\eta^2_{2\nu}$ $N_2 = 24$	0,976	0,543	0,277	0,0080	0,0058	0,0470	0,0376

Отсюда легко видеть влияние отдельных порядковых чисел и числа пазов статора на синхронные моменты от высших гармоник. Наибольшие опрокидывающие моменты имеют место при $\nu_a = 1$, тогда как опрокидывающий момент при $\nu_b = \mu_a = 1$ значительно меньше, так как коэфициент $\eta^2_{2\nu_a}$ уменьшается быстрее, чем $\frac{1}{\mu_a} = \frac{1}{\nu_b}$, и при $N_1 = 36$ он меньше, чем при $N_1 = 24$.

Согласно выноски на стр. 212, если пренебречь весьма малым углом ϱ_{ν_a}, величину F_r, соответствующую результирующему опрокидывающему моменту

k_{2a} группы, мы найдем по соответственным значениям F для отдельных моментов, складывая значения F, стоящие в одной строке, и вычитая друг из друга соответствующие положительному и такому же отрицательному значению k_{2a} суммы. Так, например, для $k_{2a} = \mp 1$ и $N_1 = 24$ величина $100 F_r = 8{,}32 + 8{,}35 = 16{,}67$. Здесь учтены гармоники лишь до $\nu_a = 19$.

ТАБЛИЦА 9

Пример для синхронных моментов при неподвижном роторе фиг. 135, *a* и *b*, $N = 24$

k_{2a}	$\nu_a =$	1	−5	7	−11	13	−17	19
−1	$\mu_a = \nu_b$	−11	−17	−5	−23	1	−29	7
	$100F$ $N_1 = 24$	8,28	0,21	0,37	0,03	−0,54	0,01	−0,04
	$100F$ $N_1 = 36$	1,52	−0,67	0,21	0,00	0,12	0,03	−0,09
+1	$\mu_a = \nu_b$	13	7	19	1	25	−5	31
	$100F$ $N_1 = 24$	−7,01	−0,52	−0,10	−0,75	−0,02	0,06	−0,01
	$100F$ $N_1 = 36$	1,57	−0,30	−0,25	−0,14	−0,00	−0,20	0,03
−2	$\mu_a = \nu_b$	−23	−29	−17	−35	−11	−41	−5
	$100F$ $N_1 = 24$	−3,96	−0,12	−0,11	−0,02	−0,05	−0,01	−0,05
	$100F$ $N_1 = 36$	−0,89	0,07	0,28	0,00	0,00	−0,02	−0,16
+2	$\mu_a = \nu_b$	25	19	31	13	37	7	43
	$100F$ $N_1 = 24$	3,64	0,19	0,06	0,06	0,01	0,04	0,01
	$100F$ $N_1 = 36$	−0,67	0,60	−0,03	−0,00	0,00	−0,11	−0,01
−3	$\mu_a = \nu_b$	−35	−41	−29	−47	−23	−53	−17
	$100F$ $N_1 = 24$	2,60	0,09	0,06	0,02	0,02	0,01	0,01
	$100F$ $N_1 = 36$	−2,56	0,06	−0,03	0,00	−0,00	−0,08	−0,20
+3	$\mu_a = \nu_b$	37	31	43	25	49	19	55
	$100F$ $N_1 = 24$	−2,46	−0,12	−0,04	−0,03	−0,01	−0,02	−0,00
	$100F$ $N_1 = 36$	2,43	0,08	0,02	0,00	0,00	0,23	0,06

Кребс (Krebs) и Иордан (Jordan) [Л. 93] вывели для этой суммы полное выражение, которое, учитывая все гармоники, дает величину $100\ F_r = 18{,}28$.

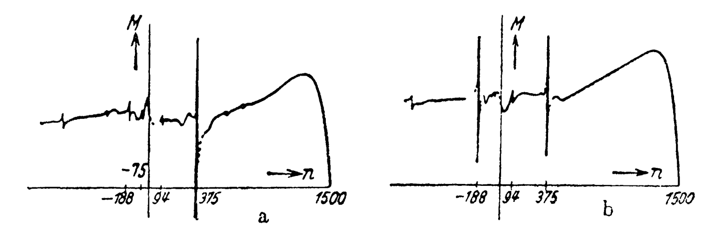
Результирующий опрокидывающий момент отдельных $\mp k_{2a}$ групп определяется с учетом пропорциональных $\frac{1}{k_{2a}}$ пространственных периодов синхронных моментов. В нашем примере при $N_1 = 24$ получается при этом пилообразная кривая (фиг. 1 [Л. 93]), максимальное значение которой в $\frac{\pi}{2}$ раз больше результирующего опрокидывающего момента при $k_{2a} = \mp 1$. В нашем втором примере при $N_1 = 36$ относящиеся к $k_{2a} = -1$ и $k_{2a} = +1$ суммы F имеют одинаковый знак и благодаря этому их разность практически равна нулю. То же будет и при $k_{2a} = \mp 2$ и только при $k_{2a} = \mp 3$ результирующий момент равен сумме моментов для $k_{2a} = -3$ и $k_{2a} = +3$.

Для приблизительных расчетов достаточно учесть только опрокидывающие моменты при $\nu_a = 1$, для которых при наименьшем значении k_{2a} значения F имеют различные знаки. В нашем примере это будет иметь место для $N_1 = 24$ при $k_{2a} = \mp 1$, для $N_1 = 36$ при $k_{2a} = \mp 3$. Для $N_1 = 24$ мы получаем тогда $100\ F_r \approx 15{,}3$, для $N_1 = 36$ $100\ F_r \approx 4{,}99$. Приблизительно в том же отношении находятся синхронные моменты при неподвижном роторе, измеренные экспериментальным путем (фиг. 135, *a* и *b*).

Множитель, на который нужно умножить F_r, чтобы получить результирующий синхронный момент в джоулях, при $\delta'' = \delta'$ согласно ур. (312) равен $6{,}60\, I_1^2$, где I_1 выражено в амперах. Для машины с 24 пазами на статоре этот ток при напряжении на зажимах 260 V (для которого сняты кривые на фиг. 135, *a* и *b*) составляет около 6,1 A [Л. 83, стр. 427].

При $F_r = 0{,}153$ наибольший синхронный момент при неподвижном роторе получается приближенно равным $0{,}153 \cdot 6{,}6 \cdot 6{,}1^2 = 37{,}5$ джоулей, или 3,84 kgm, тогда как на опыте получилось (фиг. 135, *a*) 1,8 kgm.

Таким образом расчет дает значительно больший момент, чем опыт. Это расхождение частично может быть объяснено влиянием насыщения железа. Возможно также, что опытное измерение синхронного момента было произведено не точно, так как эта задача не является простой



Фиг. 136. Примеры для синхронных моментов при вращении ротора $N_2 = 16$, *a*) $N_1 = 24$, *b*) $N_1 = 36$.

При вращении ротора должно удовлетворяться ур. (318), т. е. $-12\ k_{2a} = 2 + 3\,(k_{1a} + k_{1b})$, где $k_{1a} + k_{1b}$ согласно разделу F2b является четным числом, т. е., таким образом, $k_{1a} + k_{1b} = 2k$, где k — любое положительное или отрицательное целое число. Тогда $-2k_{2a} = \frac{1}{3} + k$. Так как k и k_{2a} должны быть всегда целыми числами, то при 24 пазах на роторе условие возникновения синхронного момента невыполнимо. Это же подтверждается в общем и фиг. 135, *a* и *b*.

Обратимся к фиг. 136, *a* и *b*, относящимся к ротору в виде беличьей клетки с $N_2 = 16$ пазам Здесь при вращении ротора возникают весьма значительные синхронные моменты. По измерениям Меллера [Л. 83] синхронные моменты при вращении, которые при неподвижном роторе являются колебательными моментами, повидимому, обезвреживают синхронные моменты, возникающие при неподвижном роторе. Согласно ур. (318) при вращении должно иметь место соотношение $-8k_{2a} = 2 + 3\,(k_{1a} + k_{1b}) = 2 + 6k$ или $-4k_{2a} = 1 + 3k$, где k — произвольное целое число. При $k_{2a} = -1,\ +2,\ -4,\ +5$ уравнение удовлетворяется согласно ур. (306b) при числах оборотов $n_{мех}$, равных +375, —188, +94, —75 об/мин.

Для порядковых чисел гармоник ν_a и ν_b получаем уравнение

$$\nu_a + \nu_b^{*} = -8k_{2a}.$$

В табл. 10 приведены для важнейших порядковых чисел ν_a соответственные порядковые числа $-\mu_a = \nu_b$ и множители $100F$, которым пропорциональны синхронные моменты для $N_1 = 24$ и 36 и для коэфициентов $k_{2a} = -1,\ +2$ и

ТАБЛИЦА 10

Пример для синхронных моментов при вращении ротора. Фиг. 136, *a* и *b*, $N_2 = 16$

k_{2a}	$n_{мех}$ об/мин	$\nu_a =$	1	−5	7	−11	13	−17	19
−1	375	$-\mu_a = \nu_b$	7	13	1	19	−5	25	−11
		$100F$ $N_1 = 24$	3,40	0,43	0,49	0,06	−0,16	0,00	−0,04
		$100F$ $N_1 = 36$	2,32	−0,08	0,33	0,04	0,03	0,00	−0,02
+2	−188	$-\mu_a = \nu_b$	−17	−11	−23	−5	−29	1	−35
		$100F$ $N_1 = 24$	−1,40	−0,51	−0,02	−0,23	−0,03	0,08	−0,01
		$100F$ $N_1 = 36$	5,15	−0,08	−0,00	−0,04	−0,00	−0,30	0,04
−4	94	$-\mu_a = \nu_b$	31	37	25	43	19	49	13
		$100F$ $N_1 = 24$	0,77	0,15	0,02	0,03	0,04	0,00	0,03
		$100F$ $N_2 = 36$	−0,64	−0,13	−0,00	−0,00	−0,04	−0,00	−0,02

—4. Если принимать во внимание значения F лишь для $\nu_a = 1$, то найденные моменты будут в основном соответствовать показанным на фиг. 136, *a* и *b*. Для 375 об/мин опрокидывающий момент при $N_1 = 24$ значительно больше, чем при $N_1 = 36$. Для —188 об/мин он при $N_1 = 36$ приблизительно в 4 раза больше, чем при $N_1 = 24$. Для 94 об/мин синхронные моменты при $N_1 = 24$ и 36 приблизительно одинаковы и относительно невелики.

f) Ослабление синхронных моментов. В то время как синхронные моменты, появляющиеся при неподвижном роторе, всегда приносят вред и могут привести к невозможности пуска двигателя в ход, синхронные моменты, возникающие при вращении ротора, не всегда обладают этими свойствами. Если оба поля μ_a и ν_b в тот момент, когда они вращаются синхронно, случайно находятся в фазе и если возникающий при этом синхронный момент отрицателен, а по своей абсолютной величине равен превышению асинхронного момента над нагрузочным или больше, то машина не сможет перейти через это число оборотов. Но если оба поля не находятся в синхронизме, то они стремятся в него войти. Благодаря этому скорость вращения ротора увеличивается или уменьшается, т. е. число оборотов отличается от того, которое имело бы место при синхронизме. Подробное исследование возникающих при этом явлений показывает, что в большинстве случаев машина переходит через синхронизм, соответствующий высшим гармоникам, не задерживаясь на этой скорости. Повидимому, это подтверждается и опытом, и на практике синхронные моменты при вращении ротора имеют гораздо меньшее значение, чем при неподвижном роторе.

Таким образом ослабление синхронных моментов имеет наибольшую важность при н е п о д в и ж н о м роторе. Оно может быть произведено путем правильного выбора числа пазов N_1 или N_2 или обоих вместе. Моменты будут уничтожены целиком, если не удовлетворяется ур. (317), и в большей или меньшей степени, если не удовлетворяется ур. (320a) или если ур. (317) удовлетворяется только при возможно высоких значениях k_{2a} (ср. примеры в разделе d).

Чтобы синхронные моменты были уничтожены полностью, и при **вращении** ротора не должно удовлетворяться ур (318). Для частичного уничтожения ур. (318) и (320b) должны удовлетворяться лишь при значениях $|k_{2a}|>1$.

Другие способы ослабления синхронных моментов вытекают из ур. (311) и (313). В основном они будут теми же, что и для ослабления асинхронных моментов (раздел 2е). Коэфициенты $\xi_{1\nu_a}$ и $\xi_{1\nu_b}$ могут быть уменьшены подходящим выбором статорной обмотки, например, путем устройства двухслойной обмотки с укороченным шагом, коэфициент $\eta^2_{2\nu_a}$ — путем выбора возможно малого числа пазов N_2 (см. табл. 8). Даже значительный синхронный момент может быть уничтожен путем скоса пазов на такую величину, чтобы входящие в ур. (295) коэфициенты $\chi_{2\nu_a}$ или $\chi_{2\nu_b}$ сделались равными нулю. Практически это делается лишь для того значения $\chi_{2\nu}$, которое соответствует более высокому порядковому числу ν, т. е. для $\chi_{2\nu_b}$. Особенно подходящим в смысле уничтожения синхронных моментов является рассмотренный в разделе 2е ступенчатый ротор. Наконец, как и в случае асинхронных моментов, можно уменьшить синхронный момент путем увеличения воздушного зазора δ.

4. Вибрационные (радиальные) силы

а) Причина возникновения вибрационных сил. Две гармоники индукции, порядковые числа которых отличаются на единицу, при сложении дают биение, причем зона большой индукции и зона малой индукции расположены диаметрально противоположно, что вызывает силы одностороннего притяжения. Если обе гармоники индукции, обусловливающие биение, вращаются в противоположные стороны, то силы одностороннего притяжения вибрируют между ротором и статором с частотой биения. Поэтому вращающиеся силы одностороннего притяжения называют вибрационными. Их можно назвать также радиальными силами, исходя из направления их действия.

Рассмотрим, например, две вращающиеся гармоники

$$M \sin(\omega t - m\alpha) \text{ и } N \sin(\omega t - n\alpha), \tag{325}$$

где $\alpha = \frac{x\pi}{p\tau}$, а x — точка на окружности якоря, и разложим углы по уравнению

$$\omega t - \frac{m}{n}\alpha = \left(\omega t - \frac{(m+n)\alpha}{2}\right) \mp \frac{(m-n)\alpha}{2}. \tag{325a}$$

Тогда после простых преобразований результирующая волна получится равной

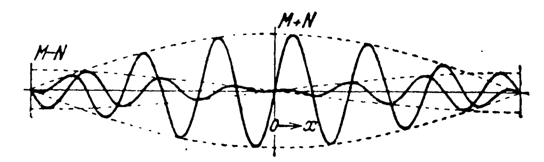
$$\begin{aligned} &M \sin(\omega t - m\alpha) + N \sin(\omega t - n\alpha) = \\ &= (M+N) \sin\left(\omega t - \frac{(m+n)\alpha}{2}\right) \cos\frac{(m-n)\alpha}{2} - \\ &- (M-N) \cos\left(\omega t - \frac{(m+n)\alpha}{2}\right) \sin\frac{(m-n)\alpha}{2}. \end{aligned} \tag{325b}$$

Таким образом результирующая волна индукции состоит из двух членов, представляющих собой произведение двух круговых функций, из

которых одна содержит разность, а другая сумму порядковых чисел обеих гармоник. Полупериоды обеих круговых функций равны $\frac{2p\tau}{m+n}$ и $\frac{2p\tau}{m-n}$, причем в разрезе исследований раздела F2a m и n могут быть положительными или отрицательными целыми числами. Круговая функция с бо́льшим полупериодом представляет собой обертывающую кривую по отношению к круговой функции с меньшим полупериодом и тем самым определяет величину амплитуд, зависящих от места. Силы одностороннего притяжения могут возникнуть только в том случае, если полупериод обертывающей кривой равен длине окружности якоря $2p\tau$, т. е. только при

$$m \pm n = \pm 1. \tag{326a}$$

Характер изменения обеих составляющих такого поля вдоль всей окружности якоря показан на фиг. 137 для $M = 2N$ и $m = +7$, $n = +6$ для временного угла $\omega t = \pi$. Квадрат результирующей индукции пропорционален радиальной силе притяжения. Максимальное значение силы притяжения при достаточно больших m и n пропорционально $(M+N)^2$, а минимальное значение (расположенное по окружности якоря диаметрально противоположно максимальному) пропорционально $(M-N)^2$ (фиг. 137). В нашем примере, в котором m и n имеют одинаковые знаки, обертывающая кривая не зависит от времени и сила одностороннего притяжения в пространстве неподвижна. Если бы m и n имели различные знаки (например, $m = +7$, $n = -6$), то согласно ур. (325b) обертывающая кривая зависела бы от времени, т. е. вращалась относительно якоря, а вместе с ней вращалась бы и точка приложения силы одностороннего притяжения.



Фиг. 137. Пояснение к ур. (325b).

Силы одностороннего притяжения создают изгибающую нагрузку для вала и корпуса машины, а вращающиеся силы являются, кроме того, одним из самых больших источников образования шума.

Вибрационные силы могут возникнуть и в том случае, если

$$m \pm n = \pm k, \tag{326b}$$

где k — целое, но небольшое число. Эти вибрационные силы не являются односторонними, а распределяются по окружности машины соответственно значению k и стремятся изогнуть круглый статор в k угольник, который при неодинаковых знаках m и n вращался бы вокруг оси машины [Л. •85]. Так как с увеличением k вибрационные силы быстро уменьшаются и так как односторонние вибрационные силы являются наиболее опасными, то в дальнейшем мы ограничимся случаем, когда $k = 1$, т. е. условием (326a).

b) Возникновение вибрационных сил. Случай интерференции двух полей может, вообще говоря, иметь место как для двух статорных,

так и для двух роторных полей, а также для одного статорного и одного роторного поля.

Для того чтобы возникла **интерференция двух статорных полей**, порядковые числа гармоник должны согласно ур. (326a) удовлетворять уравнению

$$\nu'_a \pm \nu'_b = \pm 1, \tag{327}$$

откуда, приняв во внимание ур. (213), получаем условия:

$$2 + m_1 (k_{1a} + k_{1b}) = \pm \frac{1}{p} \tag{327a}$$

и

$$m_1 (k_{1a} - k_{1b}) = \pm \frac{1}{p}. \tag{327b}$$

Так как k_{1a}, k_{1b}, m_1 и p всегда являются целыми числами, то условие (327b) для $m_1 > 1$ вообще не может быть выполнено, а условие (327a) выполняется лишь для $p = 1$. В случае обычных статорных обмоток, у которых могут возникнуть лишь гармоники нечетных порядков, k_{1a} и k_{1b} всегда будут четными числами и, следовательно, выполнение условия (327a) также невозможно. Таким образом интерференция двух статорных полей может возникать лишь в случае двухполюсных машин и притом с такими статорными обмотками, при которых получаются гармоники **четных** порядков и число фаз которых m_1 — **нечетно**.

Для возможности интерференции двух **роторных** полей необходимо, чтобы

$$\mu'_a \pm \mu'_b = \pm 1, \tag{328}$$

что согласно ур. (229) приводит к условию

$$k_2 N_2 = -(\nu'_a \pm \nu'_b \mp 1), \tag{328a}$$

где

$$k_2 = k_{2a} \mp k_{2b}. \tag{328b}$$

Число k_2 является всегда целым. Принимая во внимание еще ур. (213), получим следующие условия

$$k_2 N_2 = -p m_1 (k_{1a} + k_{1b}) - 2p \pm 1 \tag{328c}$$

для $\mu'_a + \mu'_b = \pm 1$,

$$k_2 N_2 = -p m_1 (k_{1a} - k_{1b}) \pm 1 \tag{328d}$$

для $\mu'_a - \mu'_b = \pm 1$.

Если на статоре расположена симметричная трехфазная обмотка, которая может создавать гармоники только нечетных порядков, то $k_{1a} \pm k_{1b}$ может быть только четным числом, соответственно чему интерференция двух роторных полей возможна только при нечетном числе пазов ротора.

При интерференции **статорного** и **роторного** полей

$$\mu'_a \pm \nu'_b = \pm 1 \tag{329}$$

или, принимая во внимание ур. (229),

$$k_{2a} N_2 = -(\nu'_a \pm \nu'_b \mp 1), \tag{329a}$$

Это уравнение аналогично ур. (328a), если заменить k_2 коэфициентом k_{2a}. Поэтому здесь остаются в силе в качестве условий возникновения интерференции ур. (328c и d) при $k_2 = k_{2a}$. Из них следует, что (как это было и в отношении синхронных моментов) никогда не возникает одна вибрационная сила, а одновременно целый ряд их. Сохраняя величину k_2 постоянной, можно, не нарушая условий возникновения вибрационных сил, выбрать k_{1a} и k_{1b} произвольно, лишь бы оставалась постоянной их сумма [ур. (328c)] или их разность [ур. (328d)]. Каждой паре значений k_{1a} и k_{1b} соответствуют, однако, две гармоники, которые между собой интерферируют.

c) Определение вибрационных сил. Для определения сил одностороннего притяжения нужно проинтегрировать составляющую в направлении диаметра по всей окружности и по всей длине якоря. Если обозначить обе гармоники индукции в функции времени и места x_1 при нескошенных пазах через b_a и b_b, то сила притяжения, принимая во внимание ур. (63a) тома I, будет равна

$$k = \frac{l_i}{2\Pi_0}\int_0^{2p\tau}(b_a + b_b)^2 \sin\frac{\pi}{p\tau}x_1\,dx_1 = \frac{l_i}{\Pi_0}\int_0^{2p\tau} b_a b_b \sin\frac{\pi}{p\tau}x_1\,dx_1, \quad (330)$$

так как интеграл квадратов b_a^2 и b_b^2 равен нулю. При скошенных пазах величины b_a и b_b, получающиеся при нескошенных пазах, должны быть еще умножены на соответствующие коэфициенты скоса. При этом здесь нужно учитывать не взаимный скос пазов статора и ротора друг относительно друга, как мы поступали при определении вращающих моментов, а скос пазов каждой части машины относительно оси вала. Обычно скошенные пазы устраивают только на роторе, и поэтому в дальнейшем мы везде будем коэфициент скоса пазов статора считать равным единице.

В случае интерференции двух статорных полей, удовлетворяющих условиям ур. (327a и b), величины b_a и b_b нужно заменить на $b_{\nu_a'}$ и $b_{\nu_b'}$ согласно ур (217). После преобразований, которые мы здесь не приводим, получаем

$$k = K \sin 2\omega t, \quad (331a)$$

где

$$K = \frac{9\Pi_0}{\pi^2}\,\frac{p\tau l_i w_1^2}{\delta''^2}\,\frac{\xi_{1\nu_a'}\xi_{1\nu_b'}}{\nu_a'\nu_b'} I_1^2. \quad (331)$$

Если написать выражение для K в виде

$$K = CFI_1^2, \quad (332)$$

где

$$C = 18{,}4\,\frac{Dl_i}{(100\delta'')^2}\left(\frac{w_1}{100}\right)^2 \quad (333a)$$

и

$$F = \frac{\xi_{1\nu_a'}\xi_{1\nu_b'}}{\nu_a'\nu_b'}, \quad (333b)$$

то K получится в kg, если I_1 выражено в A, а диаметр расточки D, теоретическая длина l_i и длина воздушного зазора δ'' в cm.

Частота этих вибрационных сил согласно ур. (331a) получается равной

$$f_r = 2f_1, \tag{334}$$

где f_1 — частота сети.

Для интерференции двух роторных полей, удовлетворяющих условиям (328c и d), нужно в ур. (330) заменить b_a и b_b на $\chi_{2\mu'_a} b_{\mu'_a}$ и $\chi_{2\mu'_b} b_{\mu'_b}$ согласно ур. (206) и (229). Тогда:

для $\mu'_a + \mu'_b = \pm 1$

$$k \pm K \sin\left[\left(2 + \frac{k_{2a} + k_{2b}}{p} N_2(1-s)\right)\omega t - \varrho_{\nu'_a} - \varrho_{\nu_b}\right]; \tag{335a}$$

для $\mu'_a - \mu'_b = \pm 1$

$$k = \pm K \sin\left[\frac{k_{2a} - k_{2b}}{p} N_2(1-s)\omega t - \varrho_{\nu'_a} - \varrho_{\nu'_b}\right], \tag{335b}$$

где K определяется по ур. (332) при C по ур. (333a) и при F по уравнению

$$F = \frac{1}{\mu'_a \mu'_b (1+\sigma_{2\nu'_a})(1+\sigma_{2\nu'_b})} \cdot \frac{\xi_{1\nu'_a}\xi_{1\nu'_b}\xi_{2\mu'_a}\xi_{2\mu'_b}\chi_{2\mu'_a}\chi_{2\mu'_b}}{\xi_{2\nu'_a}\xi_{2\nu'_b}\chi_{2\nu'_a}\chi_{2\nu'_b}} \approx$$

$$\approx \frac{\eta^2_{2\nu'_a}\eta^2_{2\nu'_b}}{\mu'_a \mu'_b} \cdot \frac{\xi_{1\nu'_a}\xi_{1\nu'_b}\xi_{2\mu'_a}\xi_{2\mu'_b}\chi_{2\nu'_a}\chi_{2\nu'_b}\chi_{2\mu'_a}\chi_{2\mu'_b}}{\xi_{2\nu'_a}\xi_{2\nu'_b}}. \tag{336}$$

Частоты этих вибрационных сил будут равны:

для $\mu'_a + \mu'_b = \pm 1$

$$f_r = \left[2 + \frac{k_{2a} + k_{2b}}{p} N_2(1-s)\right] f_1, \tag{337a}$$

для $\mu'_a - \mu'_b = \pm 1$

$$f_r = \frac{k_{2a} - k_{2b}}{p} N_2(1-s) f_1. \tag{337b}$$

Для интерференции статорного и роторного полей, гармоники которых удовлетворяют условию (329) или (329a), нужно в ур. (330) заменить b_a и b_b на $\chi_{2\mu'_a} b_{\mu'_a}$ и $b_{\nu'_a}$.

Тогда:

для $\mu'_a + \nu'_b = \pm 1$

$$k = \pm K \cos\left[\left(2 + \frac{k_{2a} N_2}{p}(1-s)\right)\omega t - \varrho_{\nu'_a}\right], \tag{338a}$$

для $\mu'_a - \nu'_b = \pm 1$

$$k = \pm K \cos\left[\frac{k_{2a} N_2}{p}(1-s)\omega t - \varrho_{\nu'_a}\right], \tag{338b}$$

где K снова определяется ур. (332), C — ур. (333a) и

$$F=\frac{1}{\mu'_a\nu'_b(1+\sigma_{2\nu'_a})}\frac{\xi_{1\nu'_a}\xi_{1\nu'_b}\xi_{2\mu'_a}\chi_{2\mu'_a}}{\xi_{2\nu'_a}\chi_{2\nu'_a}}\approx\frac{\eta^2_{2\nu'_a}}{\mu'_a\nu'_b}\frac{\xi_{1\nu'_a}\xi_{1\nu'_b}\xi_{2\mu'_a}\chi_{2\nu'_a}\chi_{2\mu'_a}}{\xi_{2\nu'_a}}. \quad (339)$$

Частоты этих вибрационных сил равны

$$f_r=\left[2+\frac{k_{2a}N_2}{p}(1-s)\right]f_1 \quad (340a)$$

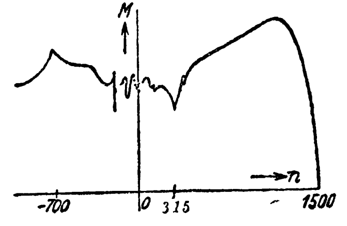
и

$$f_t=\frac{k_{2a}N_2}{p}(1-s)f_1, \quad (340b)$$

т. е. таковы же, как и у синхронных моментов [ур. (316a и b)].

Вибрационные силы вызывают шум, так как они приводят в колебание части машины. Эти механические колебания и вызванный ими шум будут особенно сильными при совпадении частоты f_r вибрационных сил с частотой собственных колебаний какой-либо части машины, например, ротора, т. е. в случае резонанса. Так как эти колебания связаны с поглощением энергии, то шум отражается и на кривой вращающего момента. Момент машины, работающей двигателем, при этом уменьшается, а при работе ее тормозом — увеличивается. Деформация кривой момента, вызванная шумом, имеет характерную форму кривой резонанса.

d) Пример. На фиг. 138 показан пример деформации кривой момента, вызванной вибрационными силами. Кривая относится к тому же статору с 36 пазами, для которого имели место кривые фиг. 135, *b* и 136, *b*. Ротор выполнен в виде беличьей клетки с 31 пазом, без скоса. Деформации кривой момента при $n\approx 315$ об/мин и $n\approx -700$ об/мин позволяют вывести заключение о возникающем при этих оборотах резонансе вибрационных сил с колеблющимися частями машины.



Фиг. 138. Пример для вибрационных (радиальных) сил.

Интерференция двух статорных полей в этом случае невозможна, так как согласно разделу b она может возникнуть лишь у двухполюсной машины.

Что касается условий интерференции двух роторных полей или одного статорного и одного роторного, то они в данном случае выполнимы. Должно быть выполнено одно из условий (328c) или (328d)

Займемся сперва ур. (328c). Для данного случая мы получаем

$$31k_2=-6(k_{1a}+k_{1b})-4\pm 1, \quad (341$$

где $k_{1a}+k_{1b}$ должно быть четным числом. Наименьшее значение k_2, при котором это условие выполняется, при знаке (—) перед 1 получается равным $k_2=+1$, откуда $k_{1a}+k_{1b}=-6$. В заголовке табл. 11 помещены некоторые соответствующие этому равенству значения k_{1a} и k_{1b} и полученные из ур. (213) порядковые числа ν'_a и ν'_b.

При интерференции между статорным и роторным полями $k_{2a}=k_2=1$. Соответствующие значения μ'_a приведены в табл. 11. Коэфициент F [ур. (339)], зависящий от порядкового числа гармоники, в данном случае будет равен

$$F\approx\frac{\eta^2_{-\nu'_a}\xi_{1\nu'_a}\xi_{1\nu'_b}}{\mu'_a\nu'_b}. \quad (342)$$

ТАБЛИЦА 11

Пример для вибрационных сил. Фиг. 138

Интерференция между								
	k_{1b}	−6	−4	−2	0	+2	+4	+6
	ν'_b	−34	−22	−10	2	14	26	38
	k_{1a}	0	−2	−4	−6	−8	−10	−12
	ν'_{1a}	2	−10	−22	−34	−46	−58	−70
статорным и роторным полями при $k_{2a} = k_2 = 1$	μ'_a	33	21	9	−3	−15	−27	−39
	$F \cdot 10^5$	81	5,9	5,4	125	0,80	0,03	0,67
двумя роторными полями при $k_{2a} = 1$ и $k_{2b} = 0$	μ'_a	33	21	9	−3	−15	−27	−39
	μ'_b	−34	−22	−10	2	14	26	38
	$F \cdot 10^5$	0,66	0,74	3,8	124	0,41	0,00	0,02

Его значение, умноженное на 10^5, также приведено в табл 11. Он особенно велик для небольших значений μ'_a и ν'_b ($125 \cdot 10^{-5}$ для $\mu'_a = -3$ и $\nu'_b = 2$).

Согласно ур. (333) величина C для нашего примера составляет 1930 (см. [Л. 83, стр. 425]), если пренебречь насыщением железа, т. е. положить $\delta'' = \delta'$. Ток I_1 равен приблизительно 7,25 А [Л. 83, стр. 427]. Тогда $CI_1^2 = 1{,}01 \cdot 10^5$. и таким образом [ур. (333)] приведенные в табл. 11 величины $F \cdot 10^5$ приблизительно равны максимальному значению силы притяжения K в kg. Благодаря влиянию магнитного насыщения железа сила притяжения значительно уменьшится.

Если имеет место **интерференция двух роторных полей**, то согласно ур. (328a) $k_{2a} + k_{2b} = 1$. Для значений $k_{2a} = 1$ и $k_{2b} = 0$ порядковые числа μ'_a и ν'_b приведены в табл. 11, так же как и умноженное на 10^5 значение зависящего от порядковых чисел множителя F, который для данного случая согласно ур. (336) равен

$$F \approx \frac{\eta^2_{2\nu'a}\eta^2_{2\nu'b}\xi_{1\nu'a}\xi_{1\nu'b}}{\mu'_a\mu'_b}. \tag{343}$$

Наибольшие значения силы получаются для наименьших значений μ'_a и μ'_b. Множитель F и в этом случае приблизительно равен значению силы в kg. Для $k_{2a} + k_{2b} = 1$, но для иных значений k_{2a} и k_{2b}, чем 1 и 0, например, для $k_{2a} = -1$ и $k_{2b} = 2$ порядковые числа μ'_a и μ'_b получаются настолько большими, что амплитуды вибрационных сил становятся весьма малыми.

При наших исследованиях мы взяли за основу наименьшее значение k_2, при котором удовлетворяется ур. (341), а именно $k_2 = 1$. Ближайшее большее значение для k_2 получается при знаке (+) перед 1 в ур. (341) равным 3, откуда $k_{2a} + k_{2b} = -16$. При этом вибрационные силы будут еще меньше. Наибольшее значение силы при интерференции статорного и роторного полей уменьшается, например, в 10 раз.

В заключение исследуем еще условие (328d). Наименьшее значение k_2, удовлетворяющее этому уравнению, в данном случае будет $k_2 = \pm 5$. Оно настолько велико, что вибрационные силы, соответствующие ур. (328d), не могут иметь никакого практического значения.

Из приведенного исследования вытекает, что в данном случае значительные вибрационные силы возникают благодаря интерференции как статорного и роторного полей, так и двух роторных полей. Подсчитаем еще частоту, при которой вибрационные силы (фиг. 138) проявляют себя особенно сильно.

Наибольшие вибрационные силы возникают при интерференции статорного и роторного полей при $k_2 = 1$ и при интерференции двух роторных полей при $k_{2a} + k_{2b} = 1$. Это соответствует значениям $\mu'_a + \nu'_b = \pm 1$ и $\mu'_a + \mu'_b = \pm 1$. Для обоих случаев (интерференция статорного и роторного полей и двух роторных полей) [ур. (337а) и (340а)] получается уравнение

$$f_r = \left[2 + \frac{N_2}{p}(1-s)\right] f_1 = \left[2 + \frac{31}{2}(1-s)\right] f_1.$$

Резонансные пики согласно фиг. 138 получаются при $n \approx -700$ и $n \approx$ ≈ 315 об/мин, что соответствует скольжениям $s = 1{,}47$ и $s = 0{,}79$. Тогда для обеих точек резонанса

$$|f_r| \approx 5{,}25 \cdot f_1 = 263 \text{ Hz}.$$

Эта частота приблизительно равна частоте собственных колебаний ротора, подвешенного в двух точках, расстояние между которыми равно расстоянию между серединами подшипников. Поэтому в данном случае можно считать, что оба резонансных пика вызваны вибрацией ротора.

5. Выбор числа пазов для ротора в виде беличьей клетки

а) Сводка уравнений. Вредные явления, могущие возникнуть при пуске в ход двигателя с ротором в виде беличьей клетки, а именно асинхронные моменты от высших гармоник, синхронные моменты и вибрационные силы, были рассмотрены в разделах 2, 3, 4. Асинхронные моменты от высших гармоник и синхронные моменты вызывают провалы в кривой моментов $M = f(n)$, благодаря чему возможны случаи, что двигатель застрянет на каком-либо числе оборотов, меньшем рабочего. В этом отношении наиболее опасны асинхронные моменты. Синхронные моменты могут, кроме того, при неподвижном роторе уничтожить начальный момент двигателя и вызвать так называемое „прилипание" ротора к статору. Синхронные колебательные моменты и вибрационные силы могут привести к недопустимому шуму при пуске в ход, причем особенно опасными здесь являются вибрационные силы, в случае возникновения резонанса между частотой силы и собственной частотой способных колебаться частей машины.

При проектировании двигателя необходимо стремиться к возможному уничтожению или по крайней мере к значительному ослаблению этих явлений. Весьма существенным при этом является правильный выбор числа пазов N_2 ротора, как уже было выяснено в разделах 2, 3, 4.

Ниже мы дадим еще раз сводку отдельных условий правильного выбора N_2, причем сперва будем предполагать *нескошенные пазы ротора*.

Для ограничения величины *асинхронных* моментов от высших гармоник число пазов ротора должно быть возможно малым. В разделе 2а и 2е мы в качестве приблизительного условия [ур. (303)] нашли

$$N_2 \leqq 1{,}25 N_1. \tag{344}$$

Для уничтожения *синхронных* моментов при *неподвижном* роторе не должно удовлетворяться ур. (317). Если ограничиться здесь случаем симметричной трехфазной обмотки статора, то могут возникать лишь гармоники нечетных порядков ν, т. е. $k_{1b} - k_{1a}$ может быть лишь четным (положительным или отрицательным) числом.

Сильнее всего синхронные моменты будут выражены при $k_{2a} = \pm 1$. Принимая во внимание лишь эти значения k_{2a}, мы можем установить следующее неравенство, которое должно соблюдаться при выборе числа пазов ротора:

$$N_2 \neq 6pg, \tag{345}$$

где g — любое положительное целое число.

Для синхронных моментов от зубцовой гармоники статора и имеющего то же число полюсов поля ротора, ток которого индуктируется главной гармоникой статора, было выведено ур. (320a). Так как эти моменты являются наиболее опасными, то для k_b и k_{2a} должны учитываться не только значения ± 1, для которых числа пазов N_2 должны удовлетворять неравенству (345), но и значения ± 2. Тогда мы получим следующие неравенства:

$$N_2 \neq N_1; \tag{346a}$$

$$N_2 \neq \frac{1}{2} N_1; \tag{346b}$$

$$N_2 \neq 2N_1. \tag{346c}$$

Синхронные моменты при вращении ротора не будут иметь места, если не удовлетворяется ур. (318) При обычных симметричных трехфазных обмотках $k_{1a} + k_{1b}$ всегда будет четным (положительным или отрицательным) числом. Ограничимся снова случаем, когда $k_{2a} = \pm 1$. При знаке (+) синхронные моменты возникают при отрицательном, а при знаке (—) при положительном числе оборотов. Таким образом при выборе числа пазов ротора нужно соблюдать неравенство

$$N_2 \neq 6pg \pm 2p, \tag{347}$$

где g — произвольное целое положительное число. Знак (+) перед $2p$ относится к положительным, а знак (—) к отрицательным числам оборотов.

С точки зрения представляющих наибольшую опасность зубцовых гармоник не должно удовлетворяться ур (320b). Предусматривая и в этом случае для k_{2a} и k_b не только значения, равные ± 1, но и ± 2, получим следующие неравенства:

$$N_2 \neq N_1 \pm 2p; \tag{348a}$$

$$N_2 \neq 2N_1 \pm 2p; \tag{348b}$$

$$N_2 \neq \frac{N_1}{2} \pm p; \tag{348c}$$

$$N_2 \neq N_1 \pm p, \tag{348d}$$

где знак (+) относится к положительным, а знак (—) к отрицательным числам оборотов.

В качестве условий появления вибрационных сил мы вывели ур. (328c и d). Для того чтобы избежать этих сил при $k_2 = \pm 1$, необходимо при выборе числа пазов N_2 соблюдать неравенства

$$N_2 \neq 6pg \pm 1, \tag{349a}$$

$$N_2 \neq 6pg \pm 2p \pm 1, \tag{349b}$$

$$N_2 \neq 6pg \pm 2p \mp 1. \tag{349c}$$

Приведенные неравенства, определяющие числа пазов ротора, которых следует избегать, установлены при условии отсутствия скоса пазов. При наличии скоса моменты от высших гармоник и вибрационные силы более или менее ослабляются. По Лунду (Lund) [Л. 120] числа пазов, при которых возникают синхронные колебательные моменты, выгоднее, чем числа пазов, при которых появляются вибрационные силы. Лунд рекомендует выбирать такие числа пазов ротора, которые делятся на $2p$, а Кребс и Иордан [Л. 93] для скоса пазов, равного зубцовому делению статора [$b = t_1$ в ур. (206)], считают наиболее подходящим

$$N_2 = (6q_1 + 4)\,p, \tag{350}$$

где q_1 — число пазов на полюс и фазу для статора.

b) Примеры. В табл. 12 и 13 приведены результаты установленных выше требований для нескошенных пазов при числах пар полюсов $p = 1$, 2 и 3 и при различных числах пазов статора N_1. Знаком ○ обозначены числа пазов ротора, при которых следует ожидать значительных синхронных моментов при неподвижном роторе, знаком + то же, но при вращении ротора с положительным числом оборотов, знаком — то же при вращении ротора с отрицательным числом оборотов. Знаком × обозначены числа пазов ротора, при которых возникают вибрационные силы.

ТАБЛИЦА 12

Выбор числа пазов N_2

$p = 1$ — единицы числа N_2

N_1	Десятки числа N_2	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
24	1	−	×	○	×	+	×	−	×	○	×
	2	○	×	+	×	−	×	○	×	+	×
	3	+	×	−	×	○	×	+	×	−	×
36	1	−	×	○	×	+	×	−	×	○	×
	2	+	×	−	×	○	×	+	×	−	×
	3	○	×	+	×	−	×	○	×	+	×
	4	−	×	○	×	+	×	−	×	○	×
	5	+	×	−	×	○	×	+	×	−	×
48	1	−	×	○	×	+	×	−	×	○	×
	2	+	×	−	×	○	×	+	×	−	×
	3	○	×	+	×	−	×	○	×	+	×
	4	−	×	○	×	+	×	−	×	○	×
	5	+	×	−	×	○	×	+	×	−	×
	6	○	×	+	×	−	×	○	×	+	×

$p = 2$ — единицы числа N_2

N_1	Десятки числа N_2	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
24	1	−	×	○	×	+	×	+	×		×
	2	−	×	−	×	○	×	+	×	+	×
	3		×	−	×		×	○	×		×
36	1		×	○	×		×	∓	×	○	×
	2	±	×		×	○	×		×	+	×
	3		×	−	×	−	×	○	×	+	×
	4	+	×		×	−	×		×	○	×
	5		×	+	×		×	−	×		×
48	1		×	○	×		×	+	×		×
	2	−	×	−	×	○	×	+	×	+	×
	3		×	−	×		×	○	×		×
	4	+	×		×	−	×	−	×	○	×
	5	+	×	+	×		×	−	×		×
	6	○	×		×	+	×		×	−	×

ТАБЛИЦА 13

Выбор числа пазов N_2

$p = 3$ — единицы числа N_2

N_1	Десятки числа N_2	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
36	1		×	−	×		−		×	○	×
	2		+		×	+	×				×
	3	−	×		−		×	○	×		+
	4		×	+	×				×	−	×
	5				×	○	×				×
54	1		×	−	×				×	○	×
	2				×	∓	×		○		×
	3	±	×				×	○	×		
	4		×	+	×				×	−	×
	5		−		×	○	×		+		×
	6	+	×				×	−	×		
	7		×	○	×				×	+	×
72	1		×	−	×				×	○	×
	2				×	+	×				×
	3	−	×		−		×	○	×		+
	4		×	+	×				×	−	×
	5				×	○	×				×
	6	+	×				×	−	×		−
	7		×	○	×		+		×	+	×
	8				×	−	×				×
	9	○	×				×	+	×		

Рассмотрим сперва двухполюсные машины ($p = 1$). Здесь любые числа пазов ротора вызывают те или иные вредные явления. В этом случае число пазов нужно выбирать в зависимости от обстоятельств. Если придавать меньшую ценность бесшумности пуска в ход, то можно взять одно из (нечетных) чисел, при котором возникают вибрационные силы (знак $\times$). Если, как это бывает в большинстве практических случаев, значения скольжения > 1 при работе машины не будут иметь места, то пригодными являются числа пазов $N_2 = 10$, 16, 22, 28, 34, к которым при $N_1 = 36$ и 48 прибавляются еще числа 40, 46, 52, 58.

При $N_1 = 24$ во всяком случае следует избегать чисел пазов $N_2 = 12$, 24, 26, удовлетворяющих ур. (346а и b) и (348d). Числа $N_2 = 12$ и 24 дают при неподвижном роторе, а $N_2 = 26$ при вращении с положительным числом оборотов недопустимо большие синхронные моменты. Если двигатель будет работать и при $s > 1$ (торможение противотоком), то нужно избегать также $N_2 = 22$.

В случае четырехполюсных машин ($p = 2$) пригодными числами пазов ротора являются:

при $N_1 = 24$ $N_2 = 18$, 30, 34 и 38;
при $N_1 = 36$ $N_2 = 10$, 14, 22, 26, 30, 42, 46, 50, 54 и 58;
при $N_1 = 48$ $N_2 = 10$, 14, 18, 30, 34, 38, 42, 54, 58, 62 и 66.

Если машина не будет работать в режиме тормоза, то сюда прибавляются еще:

при $N_1 = 24$ $N_2 = 10$, 20, 22, 32;
при $N_1 = 36$ $N_2 = 32$, 34, 44, 56;
при $N_1 = 48$ $N_2 = 20$, 22, 32, 44, 46, 56, 68.

Эти результаты, полученные на основании выведенных выше уравнений, в основном подтверждаются и экспериментальными исследованиями Меллера [Л. 83], как показывает сравнение с полученными им опытным путем кривыми моментов $M = f(n)$. Рассмотрим вкратце кажущиеся расхождения.

По исследованиям Меллера при $N_1 = 24$ пригодными являются еще числа пазов $N_2 = 22$ и 26. Возникающие в этом случае синхронные моменты при вращении ротора (табл. 12) получаются согласно ур. (348d) при $k_{2a} = \pm 2$ и $k_{2b} = \pm 2$, т. е. наперед можно ожидать, что величина их будет незначительной.

При $N_1 = 36$ Меллер считает пригодными еще числа пазов $N_2 = 18$, 43 и 48, и, если машина не будет работать в режиме тормоза, еще $N_2 = 20$. Число пазов $N_2 = 18$ получается по ур. (346b) при $k_{2a} = \pm 2$, т. е. может создавать лишь небольшие синхронные моменты при неподвижном роторе. При $N_2 = 43$ по нашим выводам следует ожидать вибрационных сил, которые, однако, по исследованиям Меллера не приводили ни к каким вредным последствиям (вероятно, благодаря отсутствию резонанса). Шум во время пуска должен быть небольшим. При $N_2 = 48$ синхронный момент при неподвижном роторе был не очень велик, а при $N_2 = 20$ синхронный момент при положительном числе оборотов согласно ур. (348c) получается опять лишь при $k_{2a} = \pm 2$ и $k_{2b} = \pm 2$.

При $N_1 = 48$ Меллер считает подходящими еще числа пазов $N_2 = 16$, 19, 26, 28, 29, 31 и 36. Однако числа пазов $N_2 = 16$ и 28 дают значительные синхронные моменты при положительном числе оборотов,

а $N_2 = 36$ при неподвижном роторе, хотя, впрочем, не достигающие величины главного момента машины. Число пазов $N_2 = 26$ снова получается из ур. (348с) при $k_{2a} = -2$. При $N_2 = 19$ и 29, несмотря на наличие вибрационных сил, наблюдался лишь ничтожный шум при пуске в ход. При $N_2 = 31$ шум достигал значительной величины.

Совершенно непригодными при $N_1 = 24$ вследствие больших синхронных моментов при неподвижном роторе являются числа пазов $N_2 = 12$, 24 и 48 [ур. (346а — с)], при которых пуск в ход двигателя невозможен. Вследствие больших провалов при положительном числе оборотов непригодно $N_2 = 28$, а при отрицательном числе оборотов $N_2 = 20$ [ур. (348а), при $k_{2a} = \mp 1$ и $k_b = \mp 1$]. По измерениям Меллера очень большие провалы получаются и при $N_2 = 10$ и 16, а числа пазов $N_2 = 19$, 27, 29 являются причиной особенно сильного шума при пуске в ход.

При $N_1 = 36$ непригодными вследствие больших провалов при неподвижном роторе являются числа пазов $N_2 = 36$ [ур. (346а)] и $N_2 = 18$ [ур. (346b)], хотя по исследованиям Меллера при $N_2 = 18$ провалы не достигают величины главного момента. Также непригодными из-за больших провалов при положительном числе оборотов являются $N_2 = 40$ и 16, а при отрицательном числе оборотов $N_2 = 32$ и 20, которые получаются по ур. (348а) при $k_{2a} = \mp 1$ и $k_{2b} = \pm 1$ и по ур. (348с) при $k_{2a} = \mp 2$ и $k_{2b} = \pm 1$. Большие провалы наблюдались также при $N_2 = 28$, а при $N_2 = 31$ возникал сильный шум.

При $N_1 = 48$ числа пазов $N_2 = 48$ и 24 [ур. (346а и b)] непригодны из-за полной невозможности пуска машины в ход, $N_2 = 44$ [ур. (348а) при $k_{2a} = +1$ и $k_{2b} = -1$] — из-за больших провалов при отрицательном числе оборотов и $N_2 = 43$ — вследствие сильного шума.

Согласно экспериментальным исследованиям Меллера нечетные числа пазов N_2 за немногими исключениями обусловливают сильный шум, тогда как роторы с четным числом пазов N_2 в общем пускаются в ход бесшумно. Особенно сильный шум наблюдается при числах пазов N_2 на 5 меньших, чем число пазов статора N_1. Число пазов $N_2 = 30$, как это соответствует и нашей таблице, оказалось пригодным для всех трех чисел пазов статора N_1.

В случае шестиполюсных машин ($p = 3$) пригодными числами пазов ротора являются:

при $N_1 = 36$ $N_2 = 10$, 14, 16, 20, 22, 26, 27, 28, 32, 34, 38, 40, 44, 45, 46, 50, 51, 52, 56, 57, 58;

при $N_1 = 54$ $N_2 = 10$, 14, 15, 16, 20, 21, 22, 26, 28, 32, 33, 34, 38, 39, 40, 44, 45, 46, 50, 52, 56, 58, 62, 63, 64, 68, 69, 70, 74, 75, 76;

при $N_1 = 72$ $N_2 = 10$, 14, 15, 16, 20, 21, 22, 26, 27, 28, 32, 34, 38, 40, 44, 45, 46, 50, 51, 52, 56, 57, 58, 62, 63, 64, 68, 70, 74, 76, 80, 81, 82, 86, 87, 88, 92, 93, 94, 98, 99.

Если машина не предназначена для работы в режиме тормоза, то сюда добавляются еще:

при $N_1 = 36$ $N_2 = 12$, 15, 30, 33, 48;

при $N_1 = 54$ $N_2 = 12$, 48, 51, 66,

при $N_1 = 72$ $N_2 = 12$, 30, 33, 48, 66, 69, 84.

В табл. 14 приведены числа пазов ротора, которые при скосе пазов $b = t_1$ до $2t_1$ оказались на практике наиболее пригодными для

роторов в виде беличьей клетки. Числа пазов N_2 расположены в табл. 14 приблизительно по степени их пригодности.

ТАБЛИЦА 14

Благоприятные числа пазов ротора N_2 при скошенных пазах

p	N_1	N_2	p	N_1	N_2
1	24	28, 16, 22	3	36	42, 48, 54, 30
	36	24, 28, 48, 16		54	72, 88, 48
	48	40, 52		72	96, 90, 84, 54
	60	48	4	36	48
2	36	24, 40, 42, 60, 30, 44		48	72, 60
	48	60, 84, 56, 44		72	96, 84
	60	72, 48, 84, 44			

6. Высшие гармоники напряжения сети и несимметрия обмоток

а) Высшие гармоники напряжения сети. Если разложить кривую напряжения сети на гармоники, то можно определить токи и вращающие моменты, вызываемые отдельными гармониками, и найти результирующие величины. Если отдельные гармоники не образуют многофазной симметричной системы, то согласно разделу 14с тома II их можно разложить на симметричные составляющие и для каждой из составляющих написать уравнение напряжений индукционной машины [ур. (26a и b)]. При этом необходимо иметь в виду, что реактивные сопротивления пропорциональны порядковым числам λ гармоник кривой напряжения и скольжения

$$s_\lambda = \frac{[\pm \lambda n_1 - (1-s)\, n_1]}{\lambda n_1} = \pm 1 - \frac{1-s}{\lambda}. \qquad (351a)$$

При рабочем режиме машины (скольжение для основной гармоники мало) это скольжение для высших гармоник лежит вблизи ± 1.

Чтобы приближенно учесть влияние высших гармоник кривой напряжения сети, предположим, что отдельные гармоники напряжения образуют симметричные системы.

Если отнести тогда опрокидывающий момент какой-либо высшей гармоники к опрокидывающему моменту основной гармоники, то согласно ур. (60b)

$$\frac{M_{K\lambda}}{M_{K1}} = \frac{N_{K\lambda}}{N_{K1}} \approx \frac{\left(\frac{U_\lambda}{U_1}\right)^2}{\lambda}. \qquad (351b)$$

Таким образом опрокидывающий момент высшей гармоники по сравнению с опрокидывающим моментом основной гармоники практически равен нулю. Например, если амплитуда 5-й гармоники напряжения на зажимах составляет 20% от амплитуды основной гармоники, то опрокидывающий момент 5-й гармоники составляет всего 0,8% от опрокидывающего момента основной гармоники. Так как при рабочем режиме скольжение для основной гармоники мало, а величина скольжения высшей гармоники согласно ур. (351a) приближается к единице, то момент 5-й

гармоники при рабочем режиме будет еще меньше чем 0,8%. Влияние высших гармоник напряжения на уменьшение вращающего момента заключается поэтому не в непосредственном создании своего собственного момента, а в уменьшении при том же эффективном значении напряжения амплитуды основной гармоники. Если напряжение на зажимах имеет гармоники, то вращающий момент уменьшается в отношении

$$\frac{U^2 - \sum_{\lambda \neq 1} U_\lambda^2}{U^2}.$$

Вследствие уменьшения эффективного значения основной гармоники напряжения на зажимах основная гармоника тока при том же вращающем моменте изменяется обратно пропорционально гармонике напряжения.

Таким образом благодаря гармоникам напряжения появляются и гармоники тока, которые согласно ур. (49) должны быть приблизительно равны $\frac{\dot{U}_\lambda}{\lambda X_\sigma}$, где X_σ — реактивное сопротивление рассеяния для основной частоты. Благодаря гармоникам эффективное значение тока $I = \sqrt{\sum_\lambda I_\lambda^2}$ увеличивается и вследствие этого уменьшается к. п. д.

b) Несимметрия статорной обмотки. Несимметрия статорной обмотки практически может возникать вследствие неодинаковости активных сопротивлений отдельных фаз, вызываемых, главным образом, различием в средней длине витков. Чтобы учесть это влияние, нужно рассмотреть явления в каждой фазе отдельно, т. е. в случае трехфазной машины, вывести уравнения для трех однофазных машин. Практически, однако, влияние этой несимметрии на поведение индукционной машины ничтожно.

Большее влияние может оказывать несимметрия, заключающаяся в том, что неодинаковы произведения $\xi_1 w_1$ для отдельных фаз или что отдельные фазы сдвинуты друг от друга по окружности статора не на $\frac{2}{m_1}$ полюсного деления. Такая несимметрия может иметь место в случае обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу, которых, впрочем, при проектировании индукционных машин стараются избегать. В таких случаях обе составляющие полей воздушного зазора, вращающихся в противоположные стороны, предварительно неизвестны. Однако их взаимную фазу можно найти из расположения обмотки по окружности статора, а их относительные амплитуды из произведения обмоточного коэфициента на число витков. Тогда по отдельным уравнениям напряжений можно определить составляющие обоих вращающихся полей.

c) Несимметрия роторной обмотки. Несимметрия может иметь место и в роторной обмотке. Предельным случаем является одноосная роторная обмотка (так называемое явление Гёргеса). В дальнейшем мы вкратце рассмотрим этот случай, к которому могут быть сведены и другие несимметрии роторной обмотки.

Если у трехфазного ротора многофазного индукционного двигателя разомкнуть одну фазу, то при пуске в ход он развернется лишь до числа оборотов, соответствующего половинной синхронной скорости. Если же обрыв фазы произвести уже у вращающегося с нормальным

числом оборотов ротора, то скорость его не изменится. Практического значения это явление не имеет, так как при этом на статорные токи частоты сети накладываются токи других частот, оказывающие вредное влияние на питающую сеть.

Созданное напряжением сети статорное поле индуктирует в одноосной роторной обмотке напряжение частоты sf_1, если ротор вращается с угловой скоростью $(1-s)\Omega_1$. Возникающее при этом пульсирующее поле ротора можно разложить на два вращающихся в противоположные стороны поля половинной амплитуды. Прямое поле вращается синхронно с полем статора, а обратное имеет по отношению к статору угловую скорость $s\Omega_1-(1-s)\Omega_1=(2s-1)\Omega_1$ и индуктирует в статоре напряжение частоты $(2s-1)f_1$.

Из уравнений напряжений, которые подобны уравнениям для однофазной машины, с той только разницей, что здесь однофазным является ротор, получается показанная на фиг. 139 схема замещения, в которой $\dot{I}'_2$ — ток ротора ($m_2=1$), приведенный к статорной обмотке, и I_{1g} — ток статора, пульсирующий с частотой $(2s-1)f_1$. Результирующий вращающий момент M равен сумме моментов M_m (от прямого поля) и M_g (от обратного поля)

$$M=M_m+M_g, \tag{352a}$$

где

$$M_m=\frac{m_1\left[\frac{R'_2I'^2_2}{s}+\frac{R_1I^2_{1g}}{2s-1}\right]}{\Omega_1}, \tag{352b}$$

$$M_g=\frac{m_1\left[\frac{R_1I^2_{1g}}{2s-1}\right]}{\Omega_1}. \tag{352c}$$

Токи I'_2 и I_{1g} могут быть найдены по схеме замещения.

При $s\approx 1$ момент M_m действует на ротор в направлении прямого поля. Обратное поле ротора стремится повернуть статор в направлении своего вращения. Так как, однако, статор неподвижен, то момент M_g действует на ротор также в направлении прямого поля. Таким образом оба момента при $s\approx 1$ действуют на ротор в одном и том же направлении.

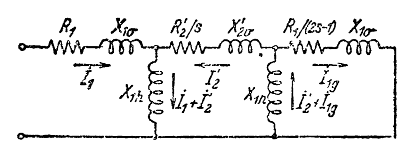
При $s=0,5$ величина $2s-1=0$. Машина забирает из сети ток, который в основном определяется обоими реактивными сопротивлениями X_{1h}, т. е. приблизительно двойной ток холостого хода машины с многофазным ротором.

Если скольжение $s<0,5$, то момент M_g, а вскоре затем и момент M_m меняют направление, т. е. машина не может самостоятельно перейти половинную синхронную скорость. При очень малом положительном скольжении момент M_m снова перевешивает и результирующий момент будет положительным.

Если провести машину через все скольжения от $-\infty$ до $+\infty$, то вектор тока $\dot{I}_1$ опишет петлю, подобную геометрическому месту тока при каскадном включении (фиг. 231, *а*). Можно доказать, что при больших сопротивлениях ротора внутренняя петля диаграммы тока стяги-

вается, благодаря чему при прохождении всех скольжений будет иметь место только **одна** область генераторного режима.

В статорной обмотке протекают токи I_1 и I_{1g}. При малых скольжениях частоты этих токов отличаются друг от друга настолько незначительно, что возникает биение малой частоты, вызывающее сильные колебания стрелки амперметра, включенного в цепь статора. Вблизи половинной синхронной скорости на амперметре становится заметной медленная пульсация тока I_{1g}.

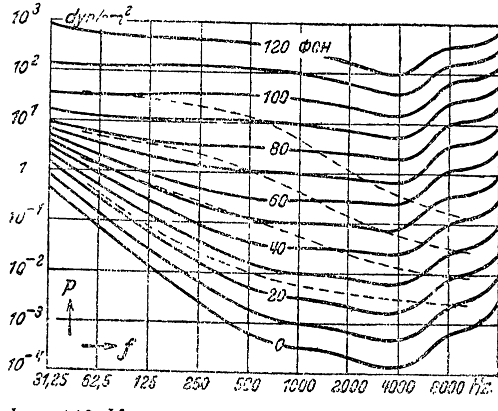


Фиг. 159 Схема замещения при одноосном роторе.

Следует еще указать, что для неподвижной машины приведенная на фиг. 139 схема замещения непригодна, так как в этом случае сеть по отношению к току I_{1g} оказывается замкнутой накоротко благодаря несовпадению частот тока I_{1g} и сети [Р. 12].

7. Шум машины

а) Звуковое давление и звуковая чувствительность. Под звуком принято понимать совокупность всех расположенных в акустической области слышимости воздушных колебаний. Если они периодичны, то говорят о музыкальном звуке, если же большинство входящих в них частичных токов непериодичны, то их называют шумом.



Фиг. 140. Кривые одинаковой громкости (—) и одинакового раздражения (— — — — —).

В вопросах шума основным является знание нашей слуховой чувствительности. На фиг. 140 показано слуховое поле с кривыми одинаковой громкости по Флетчеру и Менсону (Fletcher & Munson) [Л. 108]. Эти кривые дают колебательные давления на барабанную перепонку в зависимости от частоты при ощущении одинаковой громкости. Нижняя кривая, так называемый порог слышимости, представляет собой звуковое давление, при котором начинается ощущение звука. Верхняя кривая, так называемая граница болезненности, определяет предел громкости, при котором кроме ощущения звука появляется еще ощущение боли. Пунктирные линии представляют собой кривые одинакового раздражения по Лерду и Койе (Laird & Coye) [Л. 109].

Вся область звукового давления, ощущаемая человеческим ухом, с отношением звуковых давлений, равным приблизительно $1:10^6$, разделена произвольно на 120 фонов, причем 0 фонов соответствует порогу слышимости, а 120 фонов — приблизительно границе болезненности. Связь

между громкостью L в фонах и звуковым давлением p в динах на cm^2 ($=\mu$B) определяется уравнением

$$L = 20 \lg_{10} \frac{p}{p_0} \,. \qquad (353)$$

Громкость 70 фонов соответствует звуковому давлению в 1 дину на cm^2 плоской синусоидальной волны с частотой 1 000 Hz ($p_0 = 0{,}000316$ дин на cm^2). На фиг. 140 на кривых одинаковой громкости проставлен параметр в фонах.

Как видно из фиг. 140, при малых громкостях особенно чувствительной является область частот между 1 000 и 6 000 Hz. Не следует смешивать мешающее действие, вызываемое громкостью, с раздражением от звуковых помех, для которого до сих пор еще не установлено единицы измерения. Для токов с частотой свыше 800 Hz раздражение возрастает скорее, чем громкость. Особенно большим оно является при тонах с частотой свыше 2 000 Hz. Из фиг. 140 легко вывести заключение о той области частот, для которой должен быть уничтожен шум, вызываемый машиной. Эта область лежит приблизительно между 30 и 10 000 Hz.

Ощущение шума машины зависит в значительной степени от „основного шума“, т. е. шума в помещении при выключенной машине [Л. 112]. Шум машины чувствуется тем меньше, чем больше основной шум. Машину называют громкошумящей, если ее шум по крайней мере на 20 фонов громче, чем основной, слабошумящей, если разница между ее шумом и основным не поддается измерению, и практически бесшумной, если ее шум на 20 фонов тише, чем основной. Из фиг. 140 можно видеть, что два шума громкостью, например, по 70 фонов создают общую громкость всего в 73 фона.

b) Причины шума. Шум машины создается механическими и магнитными колебаниями. Распространяется он двояко: через воздух (воздушный шум) и через пол (фундаментный шум). Электрические машины являются хорошими звукоизлучателями, так как их сопротивление излучения велико. Они излучают воздушный шум тем лучше, чем больше отношение объема машины к длине волны звука и чем меньше порядок гармоники акустического излучателя.

Распространение фундаментного шума зависит от установки машины. Железобетон способствует увеличению фундаментного шума [Л. 114].

Механическими причинами шумообразования являются вибрации вследствие плохой балансировки ротора, шум подшипников и вентиляционные шумы. У быстроходных или сильновентилируемых машин звуковые колебания возникают, подобно тому как у сирены, благодаря колебаниям воздуха в пустых пространствах или щелях и каналах. Они получаются также при встрече воздуха с более или менее острыми краями или при наличии изогнутых вентиляционных путей и резких изменений их сечения [Л. 115]. Так как вентиляционный шум распространяется практически только через воздух, то для малых машин, при числе оборотов до 1 500 в минуту, его значение ничтожно.

Магнитный шум благодаря своему спектральному составу является особенно неприятным. Распространяется он, главным образом, через пол. Среди причин магнитного характера преобладающее значение имеют

силы, вызванные высшими гармониками, которые были нами рассмотрены в разделах 1 — 4. Эти силы действуют, главным образом, на железные листы и части корпуса машины, приводят их в колебания и создают излучение звуковых давлений, имеющих ту же частоту, что и вызывающие их силы. Наибольшие амплитуды излучаются теми частями машины, которые попадают в резонанс с вызванными колебаниями. Магнитные шумы ввиду наличия многих периодических тонов являются в основном звуками.

Тангенциальные силы, вызываемые колебательными синхронными моментами, вызывают колебания машины по продольной оси и являются поэтому также источниками шума. Вибрации действуют на фундамент машины и могут поэтому хорошо распространяться через пол. Радиальные силы от высших гармоник (вибрационные силы), так же как эксцентричное положение ротора в подшипниках, вызывают вибрацию ротора и корпуса перпендикулярно к продольной оси машины. Возникающие при этом колебания излучаются как через воздух, так и через пол. В случае вибрационных сил, вызванных такими вращающимися в противоположные стороны гармониками, числа пар полюсов которых отличаются на единицу, возникает в воздушном зазоре вращающееся одностороннее магнитное притяжение, которое заставляет колебаться всю машину в целом. Эти вибрационные силы являются весьма мощными источниками шума. Наиболее сильные из наблюдавшихся воющих звуков обязаны своим происхождением этим силам. Если разница в числах пар полюсов обеих гармоник больше единицы, то возникают радиальные силы, которые, как было указано в разделе 5, стремятся деформировать статор и превратить его в многоугольник, причем деформация эта является не неподвижной, а вращается вокруг вала машины. С увеличением разности между числами пар полюсов вибрации и шум быстро уменьшаются.

Значительные пульсирующие моменты появляются также у однофазных машин вследствие наличия обратного поля и вообще при несимметриях обмоток машины и сети. Даже такая несимметрия, как плохая запайка роторных стержней, может быть причиной образования шума.

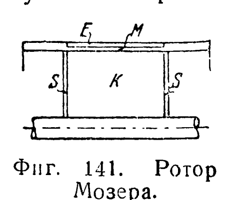
c) Меры для ослабления шума. Шум может быть до известной степени ослаблен с помощью эластичной установки машины. Для получения малошумных машин даже при обычной их установке можно рекомендовать следующие мероприятия.

Корпус машины должен быть возможно жестким, вал ротора должен иметь достаточный диаметр и сам ротор должен быть хорошо сбалансирован. Легкие, изготовленные из стальных листов корпуса для малошумных машин поэтому менее пригодны, чем литые чугунные. Подшипники должны быть выполнены в виде подшипников скольжения [Л. 117—121].

Для ослабления магнитных шумов нужно прежде всего выбирать небольшую индукцию в воздушном зазоре и большую длину воздушного зазора. Влияние этих мероприятий и их недостатки уже нам известны. Они состоят, главным образом, в плохом использовании машины. Поэтому выгоднее применять указанные в разделах 2е и 5 мероприятия для ослабления моментов и сил от высших гармоник. Сюда относятся, глав-

ным образом, применение статорных обмоток с укороченным шагом, скос пазов и правильный подбор числа пазов статора и ротора, а также увеличение воздушного зазора и применение закрытых пазов ротора. У четырехполюсных машин с 36 пазами на статоре и скосом пазов ротора на одно зубцовое деление статора по исследованиям Лунда [Л. 121] рекомендуется брать число пазов ротора $N_2 = 40$ или 44. Для ослабления шума особенно подходящим является ступенчатый ротор (фиг. 132, *b*).

Так как силы от высших гармоник вызываются, главным образом, зубчатым строением ротора, то шум можно ослабить, применяя роторы без пазов. Подобный ротор, который по остальным своим свойствам приближается к роторам с двойной клеткой, предложен Мозером (Moser) [Л. 114]. Конструкция этого ротора показана на фиг. 141. Тело ротора *K* изготовлено из массивного железа, а роторная обмотка из медной оболочки *M* с утолщенными боковыми частями и медными лобовыми шайбами *S*. На медную оболочку *M* наносится путем разбрызгивания по методу Шоопа (Schoop) тонкий слой железа *E*, который и придает двигателю такие же свойства, как при роторе в виде беличьего колеса с закрытыми пазами.



Фиг. 141. Ротор Мозера.

J. ДВИГАТЕЛИ С ВЫТЕСНЕНИЕМ ТОКА

В разделе B4b было указано, что для получения большого начального момента ротор должен иметь относительно большое активное сопротивление. При работе же двигателя это сопротивление с точки зрения высокого к. п. д. должно быть возможно малым. Для того чтобы это изменение сопротивления в случае ротора в виде беличьей клетки происходило автоматически, можно, как уже было указано в разделе B6c, так выполнить роторную обмотку, чтобы при неподвижном двигателе имело место значительное вытеснение тока (поверхностный эффект), а при рабочем режиме оно практически исчезло бы. Подобные двигатели называются „двигателями с вытеснением тока“. Различные конструкции таких машин рассматриваются в разделах 3—5.

1. Увеличение сопротивления и уменьшение индуктивности

а) Явления вытеснения тока в пазах. До сих пор мы предполагали, что активное сопротивление и индуктивность рассеяния роторной обмотки не зависят от частоты, т. е. как при неподвижном двигателе, так и вблизи синхронной скорости, т. е. при нормальном режиме, сохраняют одну и ту же величину. Такое предположение допустимо, если высота проводников роторной обмотки относительно невелика, как это обычно и бывает у роторов с кольцами и катушечной обмоткой и у роторов в виде беличьей клетки с круглыми стержнями. При значительной же высоте проводников в пазу вытеснение тока при неподвижном роторе и малых числах оборотов становится весьма заметным, что приводит к увеличению активного сопротивления и уменьшению индуктивности. Мы уже рассматривали это явление в разделах IIL2 и IIM1c тома I. Сейчас мы прежде всего сделаем сводку важнейших формул, служащих для

определения увеличения активного сопротивления и уменьшения индуктивности в случае индукционных машин.

Отношение активного сопротивления лежащей в пазу части проводника к его сопротивлению для постоянного тока согласно ур. (327) тома I (индекс N мы для простоты отбрасываем) равно

$$k = \varphi(\xi) + \left[\left(\frac{I_u}{I}\right)^2 + \frac{I_u}{I}\cos\gamma\right]\psi(\xi), \qquad (354)$$

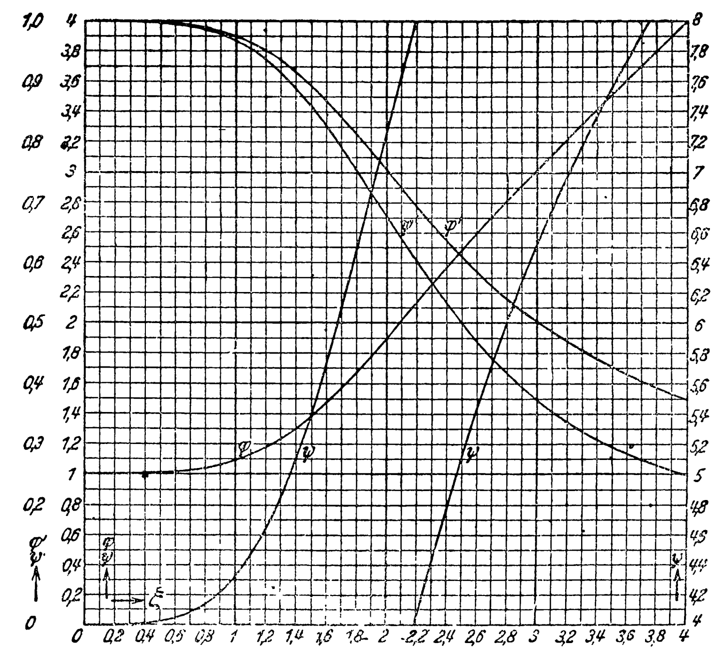
Фиг. 142.

где I — эффективное значение тока в рассматриваемом проводнике, I_u — сумма токов, протекающих в пазу ниже рассматриваемого проводника, и γ — угол сдвига фаз между I и I_u (фиг. 142). Функции

$$\varphi(\xi) = \xi\,\frac{\operatorname{sh} 2\xi + \sin 2\xi}{\operatorname{ch} 2\xi - \cos 2\xi} \qquad (354a)$$

и

$$\psi(\xi) = 2\xi\,\frac{\operatorname{sh}\xi - \sin\xi}{\operatorname{ch}\xi + \cos\xi} \qquad (354b)$$



Фиг. 143. Функции $\varphi(\xi)$, $\psi(\xi)$, $\varphi'(\xi)$ и $\psi'(\xi)$.

показаны на фиг. 143 в пределах $0 \leqslant \xi \leqslant 4$, причем масштаб ординат для кривой $\psi(\xi)$ при значениях $\xi > 2{,}2$ дан на чертеже справа. Для бо́льших значений ξ можно пользоваться простыми приближенными формулами:

для $\xi > 2$

$$\varphi(\xi) \approx \xi, \qquad (355a)$$

для $\xi > 4$

$$\psi(\xi) \approx 2\xi. \tag{355b}$$

Величина ξ представляет собой не имеющую размерности „приведенную“ высоту проводника

$$\xi = \alpha h, \tag{356a}$$

где

$$\alpha = 2\pi \sqrt{\frac{b}{a} \frac{f_2}{\varrho 10^5}} \ \mathrm{cm}^{-1}; \tag{356b}$$

здесь h — высота проводника (фиг. 142), b — ширина проводника, a — ширина паза в месте расположения проводника, f_2 — частота протекающего по проводнику тока в Hz и ϱ — удельное электрическое сопротивление в Ω mm^2/m.

Для медных проводников при $\varrho = 0{,}0197$ Ω mm^2/m (соответственно температуре около 50°), $f_2 = 50$ Hz и $b = a$, величина $\alpha = 1$ cm^{-1}. Поэтому для предварительных расчетов можно при неподвижном роторе и частоте $f_2 = 50$ Hz считать ξ равным измеренной в cm высоте проводника h.

Отношение внутренней индуктивности (или внутреннего реактивного сопротивления) при действительно существующем распределении поперечного пазового поля в проводнике к индуктивности (или реактивному сопротивлению) при постоянном токе согласно ур. (392) и (393) тома I равно

$$k_i = \frac{\varphi'(\xi) + 3\left[\left(\frac{I_u}{I}\right)^2 + \frac{I_u}{I}\cos\gamma\right]\psi'(\xi)}{1 + 3\left[\left(\frac{I_u}{I}\right)^2 + \frac{I_u}{I}\cos\gamma\right]}. \tag{357}$$

Функции

$$\varphi'(\xi) = \frac{3}{2\xi} \frac{\mathrm{sh}\,2\xi - \sin 2\xi}{\mathrm{ch}\,2\xi + \cos 2\xi} \tag{357a}$$

и

$$\psi'(\xi) = \frac{1}{\xi} \frac{\mathrm{sh}\,\xi + \sin\xi}{\mathrm{ch}\,\xi + \cos\xi} \tag{357b}$$

показаны на фиг. 143. До $\xi = 1$ величина $\varphi'(\xi) \approx \psi'(\xi) \approx 1$.

Для бóльших значений ξ можно пользоваться простыми приближенными уравнениями:

для $\xi > 2$

$$\varphi'(\xi) \approx \frac{3}{2\xi}, \tag{358a}$$

для $\xi > 4$

$$\psi'(\xi) \approx \frac{1}{\xi}. \tag{358b}$$

По ур. (354) и (357) можно подсчитать увеличение сопротивления постоянному току (отношение k) и уменьшение внутреннего реактивного сопротивления (отношение k_i) для каждого числа оборотов, т. е. для каждой частоты ротора $f_2 = sf_1$. Коэфициенты k и k_i относятся только к части провода, лежащей в пазу, тогда как на остальную часть, как правило, частота не оказывает влияния (см. все же раздел с).

В случае круглых стержней, расположенных в круглых пазах, отношения сопротивлений практически таковы же, как и для квадратных стержней, пазов с параллельными стенками и ширины и высоты проводника равных диаметру круглого проводника.

b) Некоторые особые случаи. Рассмотрим еще некоторые важные особые случаи, на которых мы в последующих разделах останавливаться не будем.

Двухслойная диаметральная обмотка с одинаковой высотой проводников верхнего и нижнего слоя (фиг. 144, *a*). Токи в верхнем и нижнем слоях имеют здесь одну и ту же фазу ($\cos\gamma = 1$), оба проводника обтекаются одним и тем же током. Эта обмотка применяется для роторов с кольцами.

Согласно ур. (354) и (357):
для нижнего проводника ($I_u = 0$)

$$k = \varphi(\xi), \tag{359a}$$

$$k_i = \varphi'(\xi), \tag{359b}$$

Фиг. 144.

для верхнего проводника ($I_u = I$)

$$k = \varphi(\xi) + 2\psi(\xi), \tag{360a}$$

$$k_i = \frac{\varphi'(\xi) + 6\psi'(\xi)}{7}. \tag{360b}$$

Тогда средние значения для обоих проводников будут равны

$$k = \varphi(\xi) + \psi(\xi), \tag{361a}$$

$$k_i = \frac{4\varphi'(\xi) + 3\psi'(\xi)}{7}. \tag{361b}$$

Часто высота проводника $h \approx 1$ cm, но α при 50 Hz будет несколько меньше единицы вследствие толщины изоляции паза. При $\xi = \alpha h = 1$ для части проводников, лежащей в пазу, при неподвижном двигателе, средние значения составляют $k = 1{,}42$, $k_i = 0{,}972$. Таким образом активное сопротивление увеличится на 42%, а внутреннее реактивное сопротивление части обмотки, заложенной в паз, уменьшится всего на 2,8%. Уменьшением реактивного сопротивления можно в этом случае практически пренебречь.

Двухслойная диаметральная обмотка с проводниками различной высоты (фиг. 144, *b*). Для лучшего использования увеличения активного сопротивления при неподвижном роторе вследствие вытеснения тока можно увеличить высоту проводника верхнего слоя, причем, однако, нужно иметь в виду, что в этом случае при той же общей высоте меди в пазу ($h_u + h_o$) сопротивление обмотки при рабочем режиме ($f_2 \approx 0$) также несколько увеличится.

И в этом случае можно пользоваться ур. (359a и b) и (360a и b), положив для верхнего проводника $\xi = \xi_o = \alpha h_o$ и для нижнего проводника $\xi = \xi_u = \alpha h_u$. При параллельных стенках пазов и одинаковой

ширине проводников a для обоих проводников имеет одинаковую величину. Средние значения отношений будут равны

$$k = \frac{\varphi(\xi_u) + \varphi(\xi_o)}{2} + \psi(\xi_o), \tag{362a}$$

$$k_i = \frac{7\varphi'(\xi_u) + \varphi'(\xi_o) + 6\psi'(\xi_o)}{14}. \tag{362b}$$

Если, например, общая высота проводников $h_u + h_o = 2$ cm $= 2h$, как и в первом примере, $h_u = 0{,}8$ cm, $h_o = 1{,}2$ cm, $a = 1$, то мы получим $k = 1{,}75$ и $k_i = 0{,}965$. Активное сопротивление увеличилось на 75% вместо 42%, а реактивное сопротивление уменьшилось на 3,5% вместо 2,8%. Сопротивление постоянному току стало на 4,17% больше, чем при одинаковой высоте проводников $h_u = h_0 = h$.

Двухслойная обмотка с укороченным шагом и с проводниками одинаковой высоты (фиг. 144, a). Эти обмотки на практике применяются в качестве рассмотренных в разделе D2a короткозамкнутых обмоток (фиг. 69, a). Сдвиг фаз между токами верхнего и нижнего слоя

$$\gamma = \left(1 - \frac{2p\eta}{N_2}\right)\pi, \tag{363}$$

где η — шаг по пазам; N_2 — число пазов ротора; p — число пар полюсов статорного поля. Согласно ур. (354) и (357) средние значения отношений сопротивлений для части проводников, заложенных в пазы, будут равны

$$k = \varphi(\xi) + \frac{1 + \cos\gamma}{2}\psi(\xi), \tag{363a}$$

$$k_i = \frac{1}{2}\left[\varphi'(\xi) + \frac{\varphi'(\xi) + 3(1 + \cos\gamma)\psi'(\xi)}{4 + 3\cos\gamma}\right]. \tag{363b}$$

Если принять шаг обмотки равным $^2/_3$ полюсного деления, т. е. $\eta = \frac{N_2}{3p}$, то $\gamma = 60°$, $\cos\gamma = \frac{1}{2}$ и при $\xi = 1$ мы получим $k = 1{,}33$ и $k_i = 0{,}972$. Таким образом укорочение шага на $^1/_3$ полюсного деления еще не оказывает большого влияния на вытеснение тока.

Двухслойная обмотка с укороченным шагом и с проводниками различной высоты (фиг. 144, b). В этом случае средние значения равны

$$k = \frac{\varphi(\xi_u) + \varphi(\xi_o) + (1 + \cos\gamma)\psi(\xi_o)}{2}, \tag{364a}$$

$$k_i = \frac{1}{2}\left[\varphi'(\xi_u) + \frac{\varphi'(\xi_o) + 3(1 + \cos\gamma)\psi'(\xi_o)}{4 + 3\cos\gamma}\right]. \tag{364b}$$

При шаге, равном $^2/_3$ полюсного деления, и при $h_u = 0{,}8$ cm, $h_o = 1{,}2$ cm и $a = 1$ получаем $k = 1{,}59$ и $k_i = 0{,}965$.

Однослойная обмотка с рядом расположенными проводниками (фиг. 144, c). Если γ попрежнему обозначает взаимный

сдвиг фаз роторных токов, эффективные значения которых одинаковы, то средние отношения получаются равными [Л. 122]:

$$k = \sin^2 \frac{\gamma}{2} + \cos^2 \frac{\gamma}{2} \varphi(\xi), \tag{365a}$$

$$k_i = \varphi'(\xi). \tag{365b}$$

Для $h = 2$ cm, т. е. при той же общей высоте меди в пазу, что и прежде, получим в этом случае $k_i = 0{,}752$ и $k = 1{,}90$ при $\gamma = 0$ и $k = 1{,}675$ при $\gamma = 60°$. Таким образом как увеличение активного сопротивления, так и уменьшение реактивного сопротивления здесь гораздо значительнее, чем в случае проводников, расположенных друг над другом.

При определении k и k_i для всей обмотки в целом нужно еще учитывать часть обмотки, расположенную вне пазов. Если предположить, что активное сопротивление этой части обмотки не зависит от частоты, то отношение сопротивлений для всей обмотки будет равно

$$K = \frac{kR_i + R_a}{R_i + R_a}, \tag{366}$$

где R_i — сопротивление постоянному току части обмотки, лежащей в пазах, а R_a — сопротивление остальной части.

Отношение k_i имеет силу только для внутреннего реактивного сопротивления паза X_{2Ni}, соответствующего поперечному потоку паза. Индуктивность остальной части X_{2Na} не зависит от частоты. Точно так же и индуктивность лобовых соединений в большинстве случаев можно считать не зависящей от частоты. Особые случаи вкратце рассматриваются в следующем разделе.

c) Вытеснение тока в лобовых соединениях. В разделе II L3 тома I было рассмотрено определение отношения сопротивлений k в лобовых соединениях для простейших случаев. Как правило, при свободно лежащих лобовых соединениях и встречающихся на практике частотах роторных токов можно считать, что сопротивление лобовых соединений не зависит от частоты. Напротив, при наличии массивных соседних металлических частей в них могут индуктироваться вихревые токи, вызывающие увеличение активного сопротивления и уменьшение реактивного сопротивления рассеяния.

Этих добавочных вихревых токов следует ожидать при широких бандажах или тогда, когда лобовые соединения расположены на железных держателях больших размеров. Особенно большое увеличение сопротивления будет в том случае, когда лобовые соединения закрыты массивными каппами. У таких роторов старой конструкции были найдены при 50 Hz величины K до 6 [Л. 129]. Таким образом можно использовать и вытеснение тока в лобовых соединениях, если выполнить их соответственным образом или окружить железными массами. Так, например, фирмой Ганц и К° (Ganz & Co, A-G) был выполнен ротор, у которого лобовые кольца были изготовлены из железа, благодаря чему активное сопротивление роторной обмотки неподвижного двигателя было в 1,65 раза больше, чем при вращении [Л. 128].

Искусственным увеличением активного сопротивления лобовых соединений на практике пользуются весьма редко. Обычно предпочитают конструкции, у которых повышение сопротивления имеет место лишь в части обмотки, заложенной в пазы. Эти конструкции часто являются весьма простыми и имеют то преимущество, что выделяющееся при пуске в ход тепло может распределяться по всей массе ротора. Так как вытеснение тока в лобовых соединениях, кроме того, трудно поддается расчету, то в дальнейшем мы не будем больше им заниматься и рассмотрим в последующих разделах лишь такие конструкции, у которых искусственное повышение активного сопротивления достигается соответствующим выполнением части обмотки, лежащей в пазах.

2. Соотношения общего характера

Ниже мы даем сводку соотношений, имеющих общее значение. Уравнения раздела a имеют значение лишь для роторов с глубокими пазами и их модификаций, тогда как уравнения разделов b и c имеют силу и для двигателей с двойной клеткой, если заменить R_S и R'_S на R_{i_G} [ур. (402a)] и R'_{i_G}.

a) Сопротивление постоянному току R_S и внутреннее реактивное сопротивление X_{i_G}. Легко установить весьма простое соотношение между сопротивлением постоянному току R_S и отнесенным к частоте сети f_1 внутренним реактивным сопротивлением X_{i_G} (без вытеснения тока) части стержней, заложенной в пазы.

Сопротивление постоянному току части стержней, находящейся в пазах,

$$R_S = \frac{\varrho l}{q}\, 10^{-4}\, \Omega, \tag{367a}$$

где ϱ выражено в $\Omega\, \mathrm{mm}^2/\mathrm{m}$, длина l части стержней, лежащей в пазах, — в cm и сечение стержня q — в cm^2.

Отнесенное к частоте сети f_1 внутреннее реактивное сопротивление роторной обмотки X_{i_G} согласно разделу IIM1c тома I [ур. (375b) и (379)] равно

$$X_{i_G} = 8\pi^2 \lambda_{Ni} l f_1 10^{-9}\, \Omega, \tag{367b}$$

где λ_{Ni} — внутренний коэфициент магнитной проводимости. Из ур. (367a) и (367b) находим отношение

$$\frac{X_{i_G}}{R_S} = \frac{8\pi^2 f_1 q}{\varrho 10^5}\, \lambda_{Ni}. \tag{367}$$

Как мы увидим в дальнейшем, это отношение, которое сохраняет силу и для величин, приведенных к обмотке статора, для некоторых форм стержней приобретает весьма простой вид.

b) Ток и вращающий момент. В основу наших выводов мы положим упрощенную схему замещения по фиг. 17, *b* и обозначим через R'_S отнесенное к первичной обмотке сопротивление постоянному току части стержней, лежащей в пазах, через R'_a остальное сопротивление, приве-

денное к первичной обмотке (т. е. сопротивление части стержней, не лежащей в пазах, включая сопротивление лобовых частей или короткозамыкающих колец), через X'_a часть реактивного сопротивления рассеяния ротора, не зависящую от вытеснения тока, и через $X'_i = k_i X_{iG}$ — часть реактивного сопротивления ротора, зависящую от вытеснения тока, т. е. зависящую от той части поперечного потока паза, которая пересекает роторный стержень. Тогда согласно ур. (49), введя для краткости обозначения

$$\dot{U}_D = \dot{U}_1 + jX_{1\sigma}\dot{I}_\mu \tag{368a}$$

и

$$U_D = U_1 - X_{1\sigma}I_\mu, \tag{368b}$$

найдем приведенный к первичной обмотке вторичный ток

$$\dot{I}'_2 = -\frac{\dot{U}_D}{R_1 + \frac{R'_a + kR'_S}{s} + j(X_{1\sigma} + X'_a + k_i X'_{iG})} \tag{369a}$$

и пропорциональную вращающему моменту [ур. (37а)] внутреннюю мощность [ур. (59а)]

$$N_i = \frac{m_1 U_1 U_D (R'_a + kR'_s)}{\left[R_1 + \frac{R'_a + kR'_S}{s}\right]^2 s + [X_{1\sigma} + X'_a + k_i X'_{iG}]^2 s}. \tag{369b}$$

По этим уравнениям можно построить кривые $I'_2 = f(s)$ и $N_i = f(s)$ или $M = f(s)$, причем следует не забывать, что согласно ур. (354), (357) и (356а и b) величины k и k_i зависят от скольжения. Кроме того, $f_2 = sf_1$.

c) Сравнение с двигателем без вытеснения тока. В дальнейших разделах нам придется сравнивать между собой величины, характеризующие двигатель с вытеснением тока с величинами, характеризующими двигатель без вытеснения тока, т. е. двигатель с бесконечно малым внутренним рассеянием пазов ротора ($X'_{iG} = 0$), имеющий те же значения $X_{1\sigma}$, X'_a, R'_a и R'_S. В этом разделе будут выведены необходимые уравнения, имеющие общее значение, причем мы снова воспользуемся упрощенной схемой замещения (фиг. 17, *b*) и для простоты сравнения обоих двигателей положим $R_1 = 0$. Далее мы предположим, что при опрокидывающем скольжении вытеснение тока еще не проявляется, что примерно соответствует действительному положению вещей. Реактивное сопротивление рассеяния для двигателя без вытеснения тока мы обозначим через $X_\sigma = X_{1\sigma} + X'_a$, а сопротивление постоянному току роторной обмотки — через $R'_2 = R'_a + R'_S$ (см. раздел b). Для отличия величин, относящихся к двигателю без вытеснения тока, мы будем отмечать их индексом 0.

Перегрузочная способность $\ddot{u}$ двигателя с вытеснением тока всегда меньше, чем для нормального двигателя ($\ddot{u}_0$). Так как активным сопротивлением первичной обмотки мы пренебрегаем ($R_1 = 0$), то при

$k_i = 1$ перегрузочная способность пропорциональна диаметру окружности диаграммы, т. е.

$$\ddot{u} = \frac{X_\sigma}{X_\sigma + X'_{iG}} \ddot{u}_0. \qquad (370)$$

Опрокидывающие скольжения нормального двигателя (s_{K_0}) и двигателя с вытеснением тока (s_K) получаются при $k_i = 1$ и $k = 1$ из ур. (60a) равными

$$s_{K_0} = \frac{R'_2}{X_\sigma} \qquad (371a)$$

и

$$s_K = \frac{R'_2}{X_\sigma + X'_{iG}}. \qquad (371b)$$

При заданной перегрузочной способности $\ddot{u}_0$ двигателя без вытеснения тока его номинальное скольжение s_{N_0} может быть найдено по ур. (63b'). Номинальное скольжение двигателя с вытеснением тока мы найдем из того же уравнения, если учесть еще соотношения (370) и (371a и b)

$$s_N = \frac{s_{K_0}}{\ddot{u}_0 + \sqrt{\ddot{u}_0^2 - \frac{(X_\sigma + X'_{iG})^2}{X_\sigma^2}}} =$$

$$= \frac{\ddot{u}_0 + \sqrt{\ddot{u}_0^2 - 1}}{\ddot{u}_0 + \sqrt{\ddot{u}_0^2 - \frac{(X_\sigma + X'_{iG})^2}{X_\sigma^2}}} \cdot s_{N_0}. \qquad (372)$$

Номинальное скольжение s_N двигателя с вытеснением тока, при том же R'_2 всегда несколько больше, чем у нормального двигателя (s_{N_0}) и притом тем больше, чем больше X_{iG}. При номинальном скольжении по ур (372) мы должны получить для двигателя с вытеснением тока такую же внутреннюю номинальную мощность, как при номинальном скольжении s_{N_0} для нормального двигателя, в чем можно убедиться на основании ур. (59b).

Номинальный коэфициент мощности $\cos\varphi'_N$ двигателя с вытеснением тока мы найдем из ур. (58) и (58a — c) [$R_1 = 0$], взяв

$$i = \frac{s_N (X_\sigma + X'_{iG})}{\sqrt{R_2'^2 + s_N^2 (X_\sigma + X'_{iG})^2}} \qquad (373)$$

и пренебрегая потерями в железе [$v = 0$ в ур. (58c)].

При номинальном скольжении можно найти отношение

$$i'_{2A} = \frac{I'_{2A}}{I'_{2N}} \qquad (374)$$

вторичного пускового тока при неподвижном двигателе к вторичному номинальному току.

Для того чтобы в последующем облегчить сравнение между отдельными типами двигателей с вытеснением тока, представим отдельные характерные величины в функции отношения $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$, так как отклонение этого отношения от 0 характеризует двигатель с вытеснением тока. Согласно ур. (371а)

$$\frac{X'_{i_G}}{X_\sigma} = \frac{X'_{i_G}}{R'_2} s_{K_0}. \tag{375}$$

Учтя это соотношение, получим из ур. (49)

$$i'_{2A} = \frac{\left(\frac{s_{K_0}}{s_N}\right)^2 + \left(1 + s_{K_0} \frac{X'_{i_G}}{R'_2}\right)^2}{\left[1 + (k_0 - 1) \frac{R'_S}{R'_2}\right]^2 + s^2_{K_0} + \left[1 + k_{i_0} s_{K_0} \frac{X'_{i_G}}{R'_2}\right]^2}, \tag{375a}$$

где k_0 и k_{i_0} — отношения сопротивлений при неподвижном роторе ($s = 1$, $f_2 = f_1$). Согласно ур. (59) отношение начального момента к номинальному

$$a = \frac{M_A}{M_N} = \frac{N_{iA}}{N_{iN}} = \left[1 + (k_0 - 1) \frac{R'_S}{R'_2}\right] s_N i'^2_{2A}. \tag{375b}$$

Наконец, как меру добротности пуска введем еще отношение

$$g = \frac{a}{i'_{2A}} = \left[1 + (k_0 - 1) \frac{R'_S}{R'_2}\right] s_N i'_{2A}. \tag{375c}$$

Величина g должна быть возможно большей.

Величины i'_{2A}, a и g являются функциями от $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$, $\frac{R'_S}{R'_2}$, s_{K_0} и s_N, причем согласно ур. (372а) s_{K_0}, в свою очередь является функцией от s_{N_0} и $\ddot{u}_0$, а s_N — от $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$, s_{N_0} и $\ddot{u}_0$. Таким образом в конечном счете i'_{2A}, a и g, так же как и s_N, $\cos\varphi_N$ и $\ddot{u}$ являются функциями от $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$, $\frac{R'_S}{R'_2}$, $\ddot{u}_0$ и s_{N_0}.

Отношение первичного пускового тока к первичному номинальному току меньше, чем i'_{2A}. Оно зависит от величины намагничивающего тока и может быть определено приближенно по i'_{2A}. Согласно ур. (53b)

$$i^2_{1A} = \left(\frac{I_{1A}}{I_{1N}}\right)^2 = \frac{\left(\frac{I_\mu}{I'_{2N}}\right)^2 + \frac{\varkappa_A + 1}{\varkappa_A - 1} i'^2_{2A}}{\left(\frac{I_\mu}{I'_{2N}}\right)^2 + \frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1}}, \tag{376a}$$

где $\varkappa_A$ определяется из ур. (35) при

$$D = \frac{U_D}{X_e + k_{i_0} X'_{i_G}}, \text{ а } \varkappa \text{ — при } D = \frac{U_D}{X_e + X'_{i_G}}.$$

После простых преобразований получаем

$$i^2_{1A} = \frac{1 + \left(\frac{s_K}{s_N}\right)^2 + \frac{\varkappa_A + 1}{\varkappa_A - 1}(\varkappa - 1)^2 i'^2_{2A}}{\left(\frac{s_K}{s_N}\right)^2 + \varkappa^2}. \tag{376b}$$

Значения номинального скольжения s_N, коэфициента мощности $\cos \varphi'_N$ и перегрузочной способности $\ddot{u}$ двигателя с вытеснением тока имеют силу при допущении, что при работе с номинальной мощностью и опрокидывающей мощностью $k = k_i \approx 1$. Для номинальной мощности это вполне справедливо, а для опрокидывающей мощности весьма близко к действительности. Если построить эти величины в функции от $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$, то они будут пригодны для всех типов двигателей с вытеснением тока.

3. Ротор с глубоким пазом (прямоугольный стержень)

а) Геометрическое место пускового тока при неподвижном роторе. Прямоугольные стержни (фиг. 144, *d*), вызывающие увеличение активного сопротивления при пуске в ход, применяются обычно для устройства обмоток в виде беличьей клетки, т. е. стержни соединяются по торцам ротора короткозамыкающими кольцами, практически свободными от вытеснения тока. Стенки паза в этом случае делаются параллельными.

В большинстве случаев для этих роторных обмоток $h \gg 2$ и, таким образом, при неподвижном роторе ($n = 0$), медной обмотке и частоте сети 50 Hz согласно разделу 1a $\xi = \xi_0 \gg 2$.

Тогда, при неподвижном роторе (индекс 0) для $\xi_0 \gg 2$

$$k_0 \approx \xi_0 \tag{377a}$$

и

$$k_{i_0} \approx \frac{3}{2} \xi_0. \tag{377b}$$

Из ур. (367) и (356a и b) при $q = bh$ и $\lambda_{Ni} = \frac{h}{3a}$ отношение реактивного сопротивления X_{i_G} к сопротивлению постоянному току R_S для части стержней, лежащей в пазах, получается равным

$$\frac{X_{i_G}}{R_S} = \frac{2}{3} \xi_0^2. \tag{378a}$$

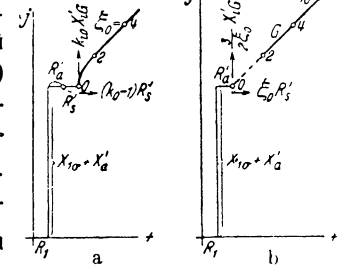
Тогда, принимая во внимание приближенные ур. (377a и b), для $\xi_0 \gg 2$

$$k_0 R_S \approx \xi_0 R_S \approx k_{i_0} X_{i_G} \approx \frac{3}{2} \frac{X_{i_G}}{\xi_0} \approx \sqrt{\frac{3}{2} X_{i_G} R_S}. \tag{378b}$$

Таким образом при неподвижном роторе для $\xi_0 \gg 2$ активное сопротивление $k_0 R_S$ стержня равно внутреннему реактивному сопротивлению $k_{i_0} X_{i_G}$ и равно $\sqrt{\frac{3}{2} X_{i_G} R_S}$.

То же остается, разумеется, справедливым и для величин, приведенных к статорной обмотке.

Будем считать сопротивления $X_{1\sigma}$, X'_a, R_1, R'_a и R'_S (см. раздел 2b) заданными, так как с точки зрения перегрузочной способности, а также коэфициента мощности и к. п. д. при номинальном режиме работы, они должны быть взяты возможно малыми. Величиной R_1 мы будем пренебрегать позже, при сравнении с двигателем без вытеснения тока. Глубина паза h определяет внутреннее реактивное сопротивление рассеяния X'_{i_G} роторной обмотки. От глубины паза h зависят в основном свойства ротора с глубоким пазом.



Фиг. 145. Кажущееся сопротивление в зависимости от ξ_0.

На фиг. 145, *a* показана для неподвижного ротора ($s = 1$) сумма сопротивлений $R_1 + j\,(X_{1\sigma} + X'_a) + R'_a + R'_S$ (точка $\xi_0 = 0$) и к ней пристроены еще добавочное активное сопротивление $(k_0 - 1)\,R'_S$ и реактивное сопротивление $k_{i0} X'_{i_G}$ роторной обмотки. Оба последних сопротивления зависят от глубины паза $h = \frac{\xi_0}{a_0}$. Приведенная высота стержня $\xi_0 = a_0 h$ показана на чертеже в качестве параметра. Отношение сопротивлений взято в данном примере равным $(X_{1\sigma} + X'_a) : R_1 : R'_a : R'_S = 10 : 1 : 1 : 1$. Для $a_0 h > 2$, т. е. для высоты стержня, большей 2 cm, геометрическое место конца полного сопротивления практически совпадает с прямой, составляющей на основании ур. (378b) с действительной осью угол 45°.

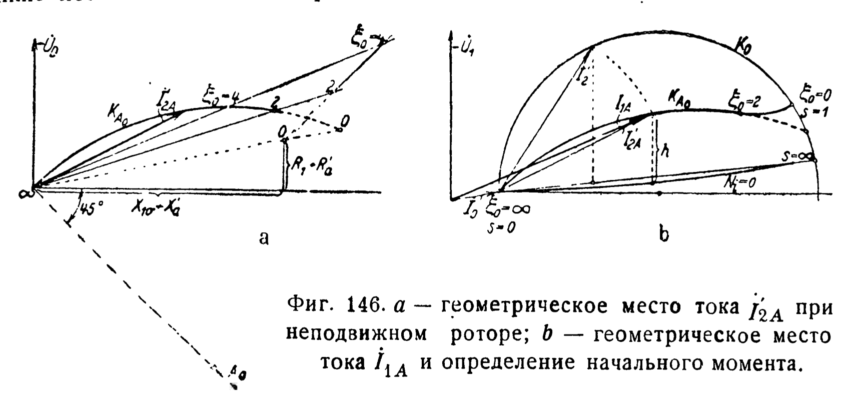
Таким образом геометрическое место полного сопротивления может быть изображено прямой G (фиг. 145, *b*) с параметром ξ_0, что, однако, является справедливым лишь для $\xi_0 > 2$. Согласно ур. (369a) и (378b) ток при неподвижном роторе (для упрощенной схемы замещения) равен

$$\dot{I}'_{2A} = -\frac{\dot{U}_D}{R_1 + R'_a + j\,(X_{1\sigma} + X'_a) + (1 + j)\,\xi_0 R'_S}. \qquad (379)$$

Из раздела I 2c тома II известно, что геометрическим местом этого тока при постоянстве напряжения $\dot{U}_D$ является дуга окружности с параметром ξ_0, проходящая через начало координат. Положение окружности проще всего определить по трем точкам, подставляя для ξ_0 в ур. (379) последовательно значения $0, \infty$ и промежуточное значение, например, $\xi_0 = 5$. Эта окружность K_{A_0} для тех же значений, что и на фиг. 145, *a* и *b*, показана на фиг. 146, *a*. Центр A_0 окружности лежит на прямой, проведенной вниз, под углом 45° к оси абсцисс через точку $\xi_0 = \infty$, так как согласно ур. (379) для $\xi_0 = \infty$ касательная к окружности на-

правлена под углом 45° к оси абсцисс вверх. Значения параметра ξ_0 на дуге окружности получаются по способу, показанному на фиг. 146, *a*, т. е. путем нахождения точек пересечения векторов полного сопротивления с окружностью [Р. 13]. Это следует непосредственно из получения окружности из геометрического места полного сопротивления (раздел I 2с тома II). В пределах $2 \leq \xi_0 \leq \infty$ окружность показана сплошной линией, так как это как раз та область, для которой геометрическое место тока с достаточной точностью является именно дугой окружности.

Прибавив к току $\dot{I}'_{2A}$ ток холостого хода $\dot{I}_0$ при неподвижном роторе [1], получим первичный ток (фиг. 146, *b*). На этом чертеже показан также истинный вид геометрического места для значений $0 \leq \xi_0 \leq 2$.



Фиг. 146. *a* — геометрическое место тока $\dot{I}'_{2A}$ при неподвижном роторе; *b* — геометрическое место тока $\dot{I}_{1A}$ и определение начального момента.

b) Начальный момент. Для определения соответствующей току $\dot{I}'_{2A}$ внутренней мощности N_i, которая согласно ур. (37а) пропорциональна начальному моменту, нужно из подводимой с первичной стороны мощности вычесть потери в статоре. Потери на джоулево тепло составляют для упрощенной схемы замещения (фиг. 17, *b*) $R_1 I'^2_{2A}$ ватт на фазу. Подобно тому как мы поступали в случае двигателя без вытеснения тока (раздел В 3е), можно и здесь построить кривую $N_i = 0$ так, чтобы отрезки ординат h между этой кривой и геометрическим местом K_{A_0} пускового тока были пропорциональны внутренней мощности N_i и начальному вращающему моменту. Для этой цели проще всего вычертить круговую диаграмму K_0 соответствующего двигателя без вытеснения тока с тем же активным сопротивлением статора, для которого, следовательно, $X_{i_G} = 0$ (фиг. 146, *b*). Окружность проходит через точки $\xi_0 = \infty$ и $\xi_0 = 0$, которым соответствуют значения скольжения $s = 0$ и $s = 1$ двигателя без вытеснения тока. Точка окружности K_{A_0}, обозначенная на фиг. 146, *a* знаком 0, также лежит и на окружности K_0, причем согласно фиг. 145, *a* и *b* эта точка соответствует скольжению $s = \frac{R'_2}{R'_a}$ на окруж-

[1] При более точных расчетах следует учитывать, что ток холостого хода I_0 при неподвижном роторе меньше, чем при номинальном режиме, так как он зависит не от напряжения на зажимах, а от индуктированного напряжения E_1.

ности K_0. Согласно разделу В3е отрезки ординат между прямой, проведенной через точки $s=0$ и $s=\infty$, и осью абсцисс пропорциональны джоулевым потерям в статорной обмотке двигателя без вытеснения тока. При пусковом токе $I'_{2A} = I'_2$ джоулевы потери в статорной обмотке будут иметь то же значение, что и при рабочем токе I'_2 для $X_{i_G} = 0$. Поэтому, если, как показано на фиг. 146, *b*, отложить эти отрезки вверх от концов векторов реактивной составляющей токов I'_{2A}, то мы и получим кривую $N_i = 0$. Отрезок ординаты h между этой кривой и геометрическим местом пускового тока пропорционален начальному моменту. Коэфициент пропорциональности определяется по ур. (45а) и (37а).

С увеличением глубины паза значения пускового тока согласно фиг. 146, *b* быстро уменьшаются, а начальный момент проходит через максимум. Для определения этого максимума заменим в ур. (369b) величины kR'_S и $k_iX'_{i_G}$ их значениями из ур. (378b) и положим для сокращения $\sqrt{\frac{3}{2}X_{i_G}R_S} = y$.

Тогда в ур. (369b) мощность N_i будет зависеть только от y. Диференцируя N_i по y и приравнивая производную нулю, получим, пренебрегая сопротивлением R_1, значение $y = y_0$, при котором начальный момент достигает максимума

$$y_0 = \frac{X_{1\sigma} + X'_a - (1+\sqrt{2})\,R'_a}{\sqrt{2}}. \qquad (380a)$$

Таким образом максимум начального момента наступает при

$$X_{i_G} \approx \frac{[X_{1\sigma} + X'_a - (1+\sqrt{2})\,R'_a]^2}{3R'_S}. \qquad (380b)$$

Соответствующая внутренняя мощность равна

$$N_{i\,\max} = \frac{m_1U_1U_D}{2(1+\sqrt{2})(X_{1\sigma} + X'_a - R'_a)}. \qquad (380)$$

Если отнести это максимальное значение к внутренней мощности N_{i_0} неподвижного двигателя с $X'_{i_G} = 0$, т. е. двигателя без вытеснения тока (с очень малой глубиной паза) и считать для него R_1 также равным нулю, то отношение максимального возможного начального момента двигателя с глубокими пазами в роторе к начальному моменту двигателя с ротором, имеющим бесконечно малое внутреннее рассеяние паза, будет

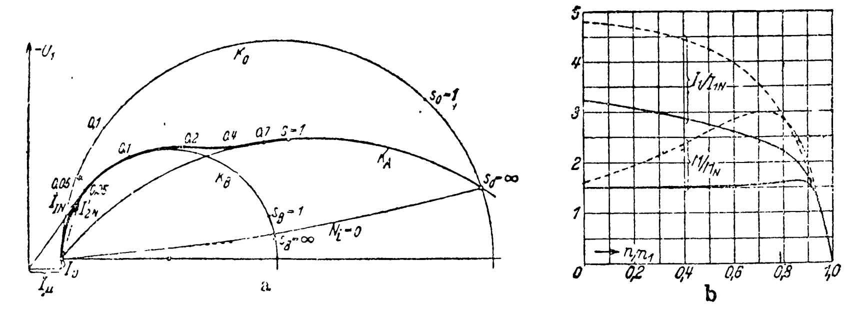
$$\frac{M_{A\,\max}}{M_{A_0}} = \frac{N_{i\,\max}}{N_{i_0}} \approx \frac{1}{4{,}83}\,\frac{(R'_a + R'_S)^2 + (X_{1\sigma} + X'_a)^2}{(R'_a + R'_S)(X_{1\sigma} + X'_a - R'_a)}. \qquad (381)$$

Из ур. (380b) следует, что для получения начального момента, близкого к максимальному, X'_{i_G} должно быть взято относительно большим. При этом нужно иметь в виду, что с увеличением X'_{i_G} перегрузочная способность и коэфициент мощности уменьшаются.

с) Геометрическое место тока при произвольном скольжении. Геометрическое место первичного и вторичного токов в области работы, соответствующей практическому использованию двигателя, приближенно может быть заменено двумя окружностями (фиг. 147, *a*).

Первая, рабочая, окружность K_B относится к малым скольжениям, для которых $k_i \approx 1$. Это имеет место приблизительно при $\xi \leqslant 1$. Если взять, например, $\xi_0 = 3$, т. е. $h \approx 3$ cm, то рабочая окружность будет пригодна для скольжений $s \leqslant \left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)^2 = \left(\frac{a}{a_0}\right)^2 = 0{,}111$.

Вторая окружность (пусковая) K_A пригодна приближенно для таких скольжений, при которых можно полагать $k_i \approx \frac{3}{2}\xi$. Согласно ур. (358а)



Фиг. 147. *a* — геометрическое место тока; *b* — ток и вращающий момент (отнесенные к их номинальным значениям). Пунктиром показаны значения для ротора без вытеснения тока.

это будет иметь место при $\xi \geqslant 2$, т. е., например, при $\xi_0 = 3$ для скольжений $s \geq \left(\frac{2}{3}\right)^2 = 0{,}445$. При этом согласно ур. (369а) вторичный ток при

$$kR'_S = \frac{k}{k_0}\sqrt{\frac{3}{2}X'_{iG}R'_S} = \sqrt{s}\sqrt{\frac{3}{2}X'_{iG}R'_S} \tag{382a}$$

и

$$k_iX'_{iG} = \frac{k_i}{k_{i0}}\sqrt{\frac{3}{2}X'_{iG}R'_S} = \frac{1}{\sqrt{s}}\sqrt{\frac{3}{2}X'_{iG}R'_S} \tag{382b}$$

[см. ур. (378b)] будет равен

$$\dot{I}'_2 = -\frac{\dot{U}_D}{R_1 + j(X_{1\sigma} + X'_a) + \frac{R'_a}{s} + (1+j)\sqrt{\frac{3}{2}X'_{iG}R'_S}\cdot\frac{1}{\sqrt{s}}}. \tag{382}$$

Если положить в этом уравнении $R'_a = 0$, то ток будет зависеть только от $\sqrt{s}$, и геометрическим местом тока согласно разделу 12с тома II будет окружность с параметром $\sqrt{s}$. Положение этой окружности определяется проще всего путем подстановки значений s, равных 0,1 и ∞. Если бы в ур. (382) вместо $\frac{R'_a}{s}$ было бы $\frac{R'_a}{\sqrt{s}}$, то даже при

учете R'_a геометрическим местом тока $\dot{I}'_2$ была бы окружность. Для скольжений, приближающихся к единице, для которых и построена пусковая окружность K_A, можно приближенно полагать $\frac{R'_a}{s} \approx \frac{R'_a}{\sqrt{s}}$, и тогда

$$\dot{I}'_2 \approx -\frac{\dot{U}_D}{R_1 + j(X_{1\sigma} + X'_a) + \frac{R'_a + (1+j)\sqrt{\frac{3}{2} X'_{iG} R'_S}}{\sqrt{s}}}. \tag{382'}$$

Определяемая этим уравнением окружность K_A и окружность K_0 двигателя без вытеснения тока имеют общие точки $s = 0$ и $s = \infty$. Третья точка устанавливается путем выбора точки неподвижного состояния на окружности K_{A_0} (фиг. 146, *а*). По этим трем точкам и строится окружность K_A.

На фиг. 147, *а* показаны окружности K_B и K_A, и для сравнения окружность K_0 двигателя без вытеснения тока с $X'_{iG} = 0$ для одного практического случая. Значения скольжений на окружностях K_0 и K_B различаются индексами 0 и B. Для двигателя с вытеснением тока принято $\xi_0 = 3$, $h \approx 3$ cm. Отсюда согласно ур. (378а) получается $\frac{X'_{iG}}{R'_S} = 6$. Кроме того, принято, что $\frac{R'_a}{R'_S} = 0{,}6$, $\frac{X_{1\sigma} + X'_a}{R'_S} = 6$ и $\frac{R_1}{R'_S} = 1$. Окружность K_B проходит через точку $s = 0$, и ее диаметр относится к диаметру окружности K_0, как $\frac{X_{1\sigma} + X'_a}{X_{1\sigma} + X'_a + X'_{iG}} = \frac{1}{2}$. Далее, мы можем известным нам уже способом (раздел В3с) нанести значения скольжений на окружности. До $s = 0{,}111$ (на рабочей окружности) пригодна рабочая окружность K_B от $s = 0{,}445$ (на пусковой окружности) пригодна пусковая окружность K_A. Жирная кривая представляет собой истинное геометрическое место тока, полученное из ур. (369а).

Опрокидывающее скольжение не зависит от напряжения на зажимах. Согласно ур. (60а) для двигателя без вытеснения тока оно получается равным

$$s_{K_0} = \frac{1{,}6}{\sqrt{1 + 36}} = 0{,}263.$$

Если предположить, что напряжение на зажимах U_1 выбрано так, что двигатель без вытеснения тока (окружность K_0) имеет перегрузочную способность $\ddot{u}_0 = 3$, то согласно ур. (63b) номинальное скольжение $s_{N_0} = 0{,}0404$. Если предположить, что рабочая окружность K_B еще пригодна при опрокидывающем скольжении двигателя с вытеснением тока (приближенно это соответствует действительности), то опрокидывающее скольжение двигателя с вытеснением тока на основании ур. (60а) получается равным $s_K = \frac{1{,}6}{\sqrt{1 + 144}} = 0{,}133$. Имея в виду, что перегрузочные способности относятся как внутренние опрокидывающие мощности, найдем из ур. (60b) перегрузочную способность двигателя с вытеснением

тока равной $\ddot{u} = 1,63$. Тогда согласно ур. (63b) его номинальное скольжение $s_N = 0,0437$.

Показанная на фиг. 147, *a* линия мощностей $N_i = 0$ построена по способу, указанному в предыдущем разделе. В области малых скольжений, для которых предназначена окружность K_B, она представляет собой прямую, продолжение которой проходит через точку $s = \infty$ рабочей окружности.

В большинстве случаев ставится требование, чтобы опрокидывающий момент рабочей окружности был больше пускового момента. Условие этого может быть легко установлено. Из фиг. 146, *b* видно, что начальный момент не имеет ярко выраженного максимума и практически можно считать начальный момент приблизительно равным его максимальному значению. Полагая максимальное значение внутренней мощности по ур. (380) равным внутренней опрокидывающей мощности окружности K_B [ур. (60b) при $R_1 = 0$], находим, что условием равенства начального и опрокидывающего моментов является

$$X'_{i_G} \approx \sqrt{2}\,(X_{1\sigma} + X'_a) - (1 + \sqrt{2})\,R'_a. \qquad (383)$$

Если X'_{i_G} меньше, то начальный момент меньше опрокидывающего. Это как раз имеет место в нашем примере, так как

$$\frac{X'_{i_G}}{R'_S} = 6$$

и

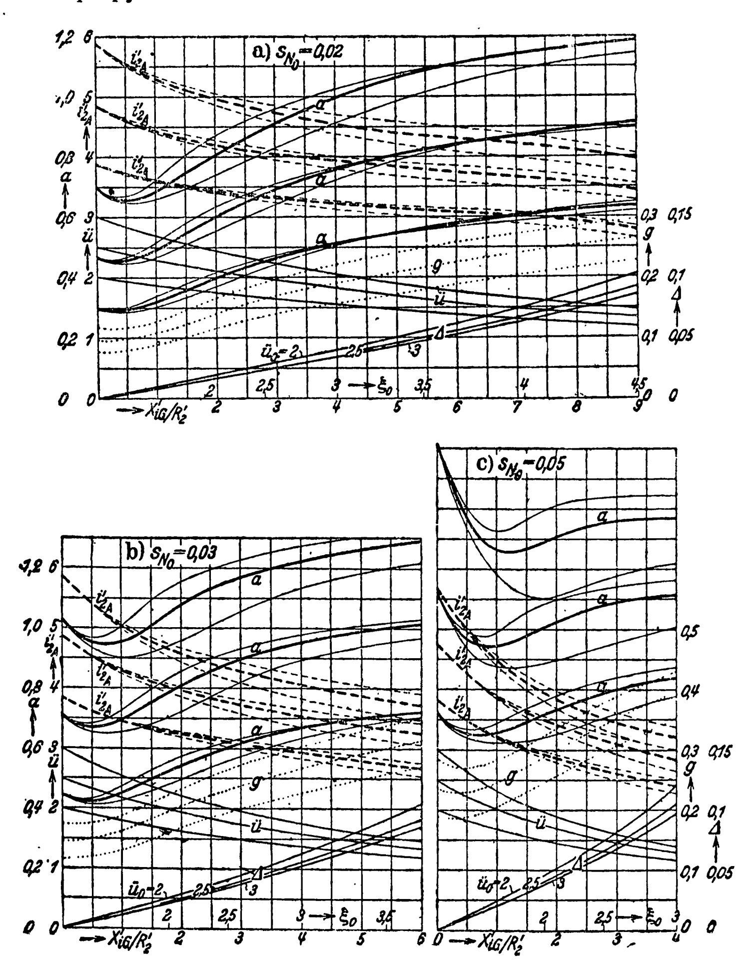
$$\frac{\sqrt{2}\,(X_{1\sigma} + X'_a) - (1 + \sqrt{2})\,R'_a}{R'_S} = 7{,}05.$$

На фиг. 147, *b* показаны для нашего примера кривые относительного тока и относительного момента в зависимости от относительного числа оборотов. Пунктирные кривые дают соответственные величины для двигателя без вытеснения тока.

d) Сравнение с двигателем без вытеснения тока. Для того чтобы составить себе более ясное представление о пусковых свойствах двигателя с глубоким пазом, произведем сравнение его с двигателем без вытеснения тока.

При этом сравнении мы выберем для двигателя без вытеснения тока три различных значения скольжения s_{N_0}, а именно 0,02 (фиг. 148, *a*), 0,03 (фиг. 148, *b*) и 0,05 (фиг. 148, *c*), соответствующие двигателям большой (около 250 kW), средней (около 50 kW) и малой (около 5—10 kW) мощности. Для каждого значения s_{N_0} мы примем далее три значения перегрузочной способности (двигателя без вытеснения тока) $\ddot{u}_0 = 2$, 2,5 и 3. Чтобы выяснить влияние $\frac{R'_S}{R'_2}$, мы будем последовательно придавать $\frac{R'_S}{R'_2}$ значения $1/2$ (т. е. $R'_a = R'_S$), $2/3\left(R'_a = \frac{1}{2} R'_S\right)$ и 1 ($R'_a = 0$). На фиг. 148, *a*—*c* тонкие кривые $\ddot{u}$ дают перегрузочную способность двигателя с вытеснением тока при $k = 1$. Они не зависят от $\frac{R'_S}{R'_2}$ и при увеличе-

нии X'_{i_G} падают. Все кривые показаны лишь до таких значений $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$, при которых перегрузочная способность $\ddot{u}$ двигателя с вытеснением тока



Фиг. 148. Пусковые свойства двигателя с глубоким пазом для трех номинальных скольжений: *a*) $s_{N_0}=0{,}02$, *b*) 0,03, *c*) 0,05 и для перегрузочных способностей $\ddot{u}=2$, 2,5 и 3 для двигателя без вытеснения тока ($X'_{i_G}=0$). Все кривые показаны в функции отношения внутреннего реактивного сопротивления рассеяния X'_{i_G} к активному сопротивлению R'_2 при рабочем режиме: $\ddot{u}$ — перегрузочная способность, $\Delta=\cos\varphi'_{N_0}-\cos\varphi'_N$; i'_{2A} — ток, a — начальный момент, оба отнесенные к номинальным значениям для $\frac{R'_S}{R'_2}=1$, $\frac{2}{3}$ (жирные линии) и $\frac{1}{2}$; $g=\frac{a}{i'_{2A}}$ и ξ_0 на оси абсцисс для $\frac{R'_S}{R'_2}=\frac{2}{3}$.

уменьшается от величины $\ddot{u}_0 = 3$, соответствующей двигателю без вытеснения тока до $\ddot{u} \approx 1{,}5$, так как более высокие значения $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$ имеют меньшее практическое значение.

Кривые для a (сплошные) и i'_{2A} (черточки), построенные по ур. (375a и b) с учетом ур. (378a) для $\frac{R'_S}{R'_2} = \frac{2}{3}$ при трех принятых перегрузочных способностях $\ddot{u}_0$ $\left(\ddot{u}_0 \text{ при } \frac{X'_{i_G}}{R'_2} = 0\right)$, показаны жирными линиями. Последовательность этих кривых в направлении положительных ординат та же, что и для кривых $\ddot{u}$. Тонкими линиями показаны кривые для a и i'_{2A} при $\frac{R'_S}{R'_2} = \frac{1}{2}$ (выше жирных кривых) и при $\frac{R'_S}{R'_2} = 1$ (ниже жирных кривых). Для большей наглядности при $\frac{R'_S}{R'_2} = \frac{2}{3}$ даны также значения ξ_0 на оси абсцисс.

Относительный пусковой ток i'_{2A} по сравнению с двигателем без вытеснения тока $\left(\frac{X'_{i_G}}{R'_2} = 0\right)$ с увеличением $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$ уменьшается и притом благодаря влиянию X'_{i_G} это уменьшение сперва идет очень быстро. При более высоких значениях X_{i_G} становится заметным уменьшение k_{i_0}. Значительное снижение тока при малых значениях $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$ вызывает сперва и падение относительного начального момента a. При более высоких значениях $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$ вследствие влияния k_0 величина a снова возрастает.

Для $\frac{R'_S}{R'_2} = \frac{2}{3}$ на фиг. 148, a—c показано еще пунктиром отношение g [ур. (375c)]. Для $\frac{R'_S}{R'_2} = \frac{1}{2}$ и 1 оно мало отличается от значения при $\frac{R'_S}{R'_2} = \frac{2}{3}$. То, что отношение g растет вместе с перегрузочной способностью $\ddot{u}_0$, происходит потому, что показанные на фиг. 148, a—c кривые построены не для постоянного активного сопротивления R'_2, а для постоянного номинального скольжения.

Наконец, на диаграммах показаны еще кривые разности $\Delta = \cos\varphi'_{N_0} - \cos\varphi'_N$ коэфициентов мощности двигателей с вытеснением тока и без него. Кривые приведены для $\cos\varphi'_{N_0} = 0{,}85$. Они с достаточным приближением пригодны и для других практически встречающихся значений $\cos\varphi'_{N_0}$. Так как при номинальном режиме вытеснение тока перестает быть значительным, то Δ не зависит от того, какую долю от R'_a и R'_S составляет R'_2.

При построении кривых фиг. 148, a—c предположено, что намагничивание такое же, как и в случае двигателя без вытеснения тока. В известных границах намагничивание можно еще изменять, чтобы удовлетворить поставленным требованиям в отношении относительного вто-

ричного пускового тока i'_{2A} и относительного начального момента a. Если при этом ширина паза и высота спинки ротора взяты такими, что отношение магнитного напряжения в железе к магнитному напряжению вдоль воздушного зазора сохраняет прежнюю величину, то при неподвижном двигателе ток будет пропорционален напряжению. Так как номинальная мощность должна остаться прежней, то относительный начальный момент a будет, таким образом, пропорционален квадрату индукции в воздушном зазоре. То же будет относиться и к относительному вторичному пусковому току i'_{2A}, тогда как величина g от индукции в воздушном зазоре не зависит. Перегрузочная способность двигателя с вытеснением тока пропорциональна квадрату индукции в воздушном зазоре. Номинальное скольжение приблизительно обратно пропорционально квадрату индукции в воздушном зазоре, как это следует из ур. (59b), если принять во внимание, что при номинальном режиме $(sX_\sigma)^2$ мало по сравнению с $R_2'^2$. Намагничивание оказывает также влияние и на номинальный коэфициент мощности $\cos\varphi'_N$. Согласно ур. (373) i приблизительно обратно пропорционально квадрату индукции в воздушном зазоре, откуда по ур. (58) и (58a—c) получается $\cos\varphi'_N$.

е) Проектирование двигателя с глубокими пазами в роторе. Целесообразнее всего поступать следующим образом:

Исходим из двигателя без вытеснения тока и вычерчиваем для него окружность K_0 (фиг. 146, *b* и 147, *a*). Далее строим окружность K_{A_0} для неподвижного двигателя (фиг. 146, *a* и *b*), которая проходит через точки $s=0$ и $s=\frac{R_2'}{R_a'}$ окружности K_0 и центр которой лежит на прямой, составляющей с осью абсцисс угол 45° (фиг. 146, *a*). Положение точек ξ_0 на этой окружности находим с помощью векторов полного сопротивления по способу, показанному на фиг. 146, *a*. На окружности выбираем точку, удовлетворяющую желательным значениям пускового тока и начального момента. Эта точка должна быть выбрана так, чтобы не получалось слишком большое уменьшение коэфициента мощности при номинальном режиме по сравнению с двигателем без вытеснения тока. Представление о допустимых отклонениях дают кривые Δ на фиг. 148, *a—c*. Величина X'_{iG} получается из ур. (378a и b). Выбранная на окружности K_{A_0} точка $s=1$ для двигателя с вытеснением тока определяет приведенную высоту стержня ξ_0, а следовательно, и высоту стержня $h=\frac{\xi_0}{\alpha_0}$.

Рабочая окружность K_B (фиг. 147, *a*) для малых скольжений проходит через точку $a_0 (s=0)$ окружности K_0. Ее диаметр относится к диаметру окружности K_0, как $(X_{1\sigma}+X'_a):(X_{1\sigma}+X'_a+X'_{iG})$. Пусковая окружность K_A (фиг. 147, *a*) для больших скольжений проходит через точки $s=0$ и $s=\infty$ окружности K_0 и через точку $s=1$ окружности K_{A_0} (для $R'_a=0$ окружности K_A и K_{A_0} совпадают).

С помощью окружностей K_A и K_B можно (фиг. 147, *a*) построить приближенно геометрическое место тока двигателя с вытеснением тока, откуда затем определяется вращающий момент в функции скольжения.

Значения скольжения могут быть проставлены на обеих окружностях по способу, указанному в разделе В3с.

Если требуется бо́льшая точность, то геометрическое место может быть построено по ур. (369а).

4. Модификации ротора с глубоким пазом

а) Подразделенный стержень. Недостатком простого ротора с глубоким пазом является большая глубина паза, необходимая для получения более значительного отношения k_0. Благодаря этому увеличивается одновременно внутреннее реактивное сопротивление пазов ротора при номинальном режиме, что вызывает уменьшение коэфициента мощности. Возникающее при высоких стержнях благодаря вытеснению тока значительное уменьшение внутреннего реактивного сопротивления рассеяния само по себе не является недостатком, так как благодаря этому увеличивается отношение начального момента к пусковому току. Однако при необходимости добиться возможно большего уменьшения величины пускового тока, что, например, желательно при пуске от полного напряжения сети, резкое уменьшение реактивного сопротивления рассеяния приносит вред.

Сильная реакция вихревых токов при большой высоте роторных стержней, являющаяся причиной только что рассмотренных явлений, может быть значительно уменьшена путем подразделения стержня по высоте. Для того чтобы в этом случае не получить тех же результатов, что и при массивном стержне, отдельные проводники должны быть уложены в паз так, чтобы через все стержни проходил одинаковый ток. Выполняются эти проводники так же, как и проводники с уничтоженным вытеснением тока, с той лишь только разницей, что здесь отдельные проводники имеют еще достаточную высоту, позволяющую возникать значительному вытеснению тока.

Подобные конструкции были уже рассмотрены в разделе III.2 тома I, а еще более подробно в книге „Якорные обмотки" (раздел 33D).

Технически наиболее простым является подразделение на два отдельных проводника. При этом оба стержня могут быть в середине паза перекрещены, как показано на фиг. 149, *a*. Особенно простой получается обмотка при выполнении ее в виде двухслойной обмотки. В этом случае (фиг. 149, *b*) отдельные витки с диаметральным шагом соединяются на одной стороне ротора общим короткозамыкающим кольцом.

Величины отношений k и k_i могут быть при подразделенных стержнях определены по ур. (354) и (357). Так как конструкция обмотки такова, что по всем стержням протекает одинаковый ток, то k и k_i получаются такими, как если бы лежащие друг над другом в пазу проводники были соединены последовательно.

Согласно ур. (330а) и (396а) тома I при m лежащих друг над другом отдельных проводниках

$$k = \varphi(\xi) + \frac{m^2 - 1}{3}\psi(\xi) \tag{384a}$$

и

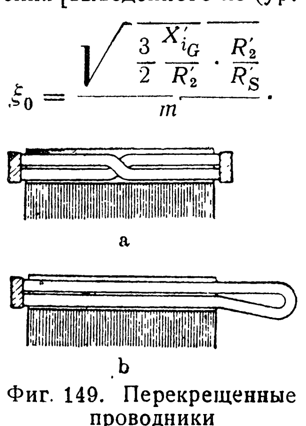
$$k_i = \frac{\varphi'(\xi) + (m^2 - 1)\psi'(\xi)}{m^2}. \tag{384b}$$

Эти значения показаны на фиг. 150 в функции произведения $m\xi = mah$, где h — высота отдельного проводника для $m = 1$, 2 и 3. Так как согласно разделу 1a для медных проводников при неподвижном роторе и частоте $f_1 = 50\,\text{Hz}$ величина $\alpha \approx 1$, то $m\xi_0$ приблизительно равно общей высоте меди в пазу. Из этих кривых видно, что при общей высоте меди $m\xi_0 > 3{,}15$ стержень, подразделенный на два отдельных проводника ($m = 2$), имеет бо́льшую величину k, чем сплошной стержень ($m = 1$), и что при $m\xi_0 > 5{,}55$ стержень, подразделенный на три отдельных проводника, имеет бо́льшую величину k, чем двойной стержень.

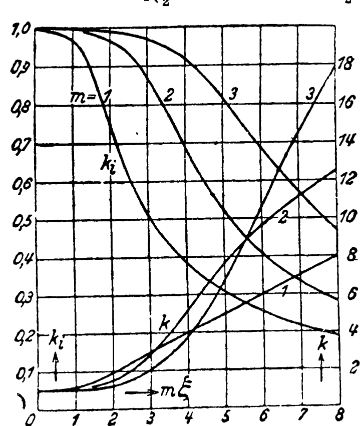
Таким образом, чем больше желательно получить k, тем больше должно быть число отдельных проводников, чтобы при той же глубине паза получить возможно большее значение отношения k. С точки зрения коэфициента мощности и перегрузочной способности вряд ли можно все же рекомендовать брать общую высоту меди в пазу большей 4 cm. Уменьшение внутреннего реактивного сопротивления рассеяния $(1 - k_{i_0})$ при той же общей высоте меди в пазу тем меньше, чем больше отдельных проводников составляют стержень.

Для выяснения свойств двигателя при подразделении роторного стержня на два отдельных проводника служат показанные на фиг. 151, a—c кривые, построенные в функции отношения $\frac{X'_{i_G}}{R_2}$, причем для $\frac{R'_S}{R'_2} = \frac{2}{3}$ отложены по оси абсцисс и значения общей (приведенной) высоты стержня $m\xi_0$. Она получается из соотношения [выведенного из (ур. 367)]

$$\xi_0 = \frac{\sqrt{\frac{3}{2} \frac{X'_{i_G}}{R'_2} \cdot \frac{R'_2}{R'_S}}}{m}.$$



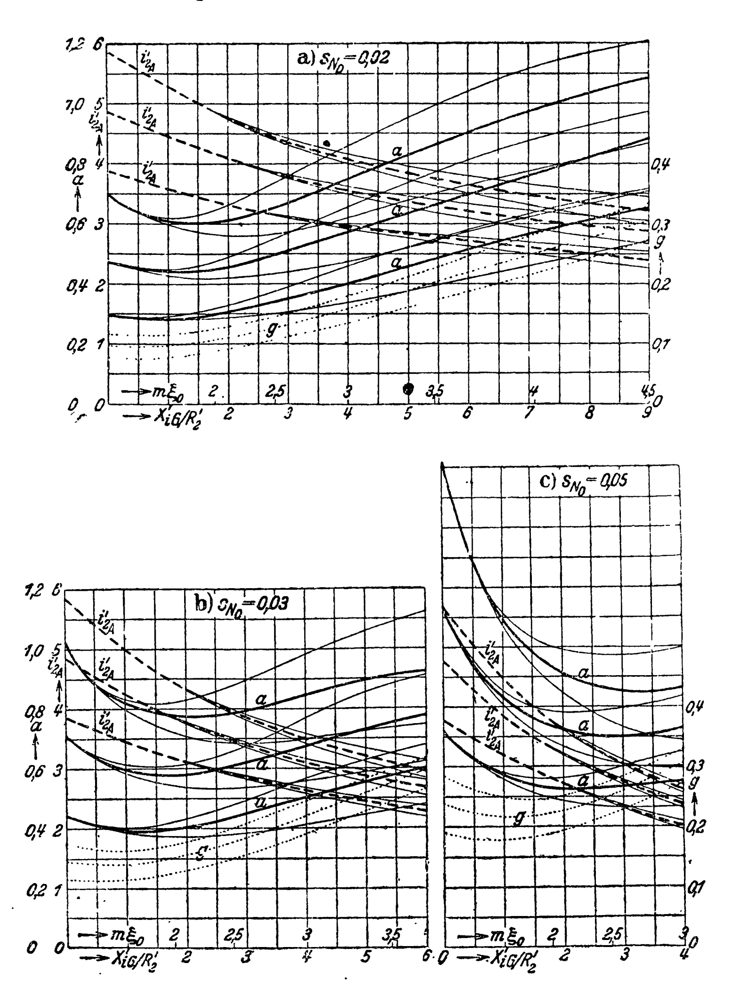
Фиг. 149. Перекрещенные проводники



Фиг. 150. Отношения сопротивлений k и k_i при $m = 1$, 2 и 3 друг над другом расположенных отдельных проводниках.

Условия построения кривых фиг. 151, a—c те же, что и для фиг. 148, a—c раздела 3d, благодаря чему возможно их непосредственное сравнение. Перегрузочная способность и коэфициент мощности на фиг. 151, a—c не показаны, так как при том же отношении $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$ они не зависят от подразделения стержня и имеют поэтому те же значения, что и на фиг. 148, a—c.

При подразделенном стержне относительный пусковой ток i'_{2A} падает с уменьшением $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$ скорее, чем при сплошном стержне. Для малых значений отношения $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$ относительный начальный момент a также меньше,



Фиг. 151. Пусковые свойства при подразделении стержней на 2 проводника. Обозначения кривых те же, что и на фиг. 148, *a* до *c*.

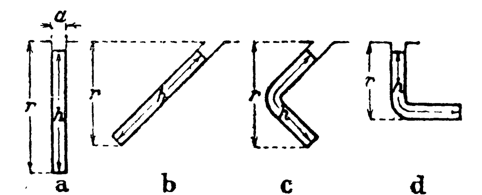
чем при сплошном стержне, и становится больше лишь при столь больших $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$, которые практически не встречаются из-за уменьшения при этом коэфициента мощности и перегрузочной способности. То же отно-

сится и к коэфициенту g, который лишь при $\frac{X'_{i_G}}{R'_2} > 6$ будет для подразделенного стержня больше, чем для сплошного.

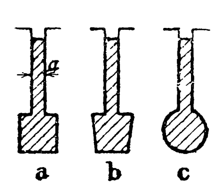
Поэтому подразделение стержня применяется, главным образом, для получения небольшого пускового тока. Лишь в случае, когда высокие значения коэфициента мощности и перегрузочной способности не играют роли $\left(\frac{X'_{i_G}}{R'_2} \text{ — очень велико}\right)$, можно получить при подразделенном стержне относительные начальные моменты и значения g большие, чем при сплошном стержне.

b) Стержень с утолщенной нижней частью. Для уменьшения радиального размера паза r были предложены конструкции, показанные на фиг. 152, b—d, которые при том же размере стержня h и той же ширине $b \approx a$ дают приблизительно те же значения k и k_i, как и радиально расположенный стержень по фиг. 152, a.

Большего внимания заслуживают конструкции стержней, показанные на фиг. 153, a—c, при которых проводник имеет в нижней части утолщение.



Фиг. 152. Модификации глубокого паза при приблизительно одинаковых k и k_i.



Фиг. 153. Стержни с утолщением в нижней части.

Так как при пуске двигателя в ход ток при прямоугольном стержне (фиг. 152, a) вытесняется к отверстию паза, то можно заранее утверждать, что отношение k для стержней, показанных на фиг. 153, a—c, не будет намного отличаться от его значения при прямоугольном стержне, имеющем ту же ширину проводника b, ту же ширину паза a и то же поперечное сечение.

Преимуществом стержня с утолщенной нижней частью кроме уменьшения глубины паза является уменьшение внутреннего реактивного сопротивления рассеяния X'_{i_G}. Последнее определяется внутренним коэфициентом магнитной проводимости λ_{Ni}, который согласно разделу IIМ1а тома I может быть найден по магнитной энергии. Мы будем относить этот коэфициент проводимости к соответствующему коэфициенту проводимости $\lambda_{Ni_{\square}}$ прямоугольного стержня с тем же поперечным сечением, равному $\frac{h}{3a}$, причем ограничимся лишь конструкцией стержня с прямоугольным утолщением (фиг. 153, a и 154).

Положив

$$a_u = ua \tag{385a}$$

и

$$h_u = vh, \tag{385b}$$

найдем, что при одинаковых поперечных сечениях $ha = h_u a_u + h_o a$ или

$$h_o = (1 - uv)\,h. \tag{385c}$$

Отсюда, допуская, что силовые линии в пазу проходят перпендикулярно стенкам паза, получим согласно разделу IIM1a тома I (см. распределение индукции, показанное на фиг. 154 справа)

$$\lambda_{Ni} = \int_0^{h_u} \frac{a_u x^2}{(a_u h_u + a h_o)^2}\,dx + \int_0^{h_o} \frac{(a_u h_u + ax)^2}{(a_u h_u + a h_o)^2 a}\,dx =$$

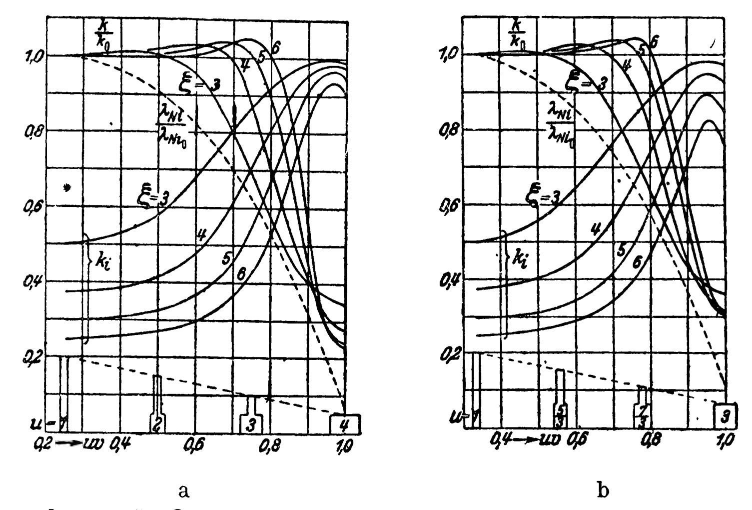
$$= \frac{h}{3a}\,(1 + uv^3 - u^3 v^3). \tag{386a}$$

Фиг. 154. К ур. (385 a — c).

Тогда отношение

$$\frac{\lambda_{Ni}}{\lambda_{Ni_\square}} = 1 - uv^3 (u^2 - 1). \tag{386}$$

Таким образом с увеличением утолщения u нижней части стержня отношение коэфициентов магнитной проводимости быстро уменьшается.



a b

Фиг. 155. Отношение активных сопротивлений k, внутренний коэфициент магнитной проводимости λ_{Ni} (оба отнесены к соответственным величинам для прямоугольного стержня с одинаковым поперечным сечением) и отношение реактивных сопротивлений k_i при стержне, утолщенном в нижней части.

$a)\ v = \frac{1}{4}$, $b)\ v = \frac{1}{3}$.

Оно не зависит от высоты h прямоугольного стержня того же поперечного сечения. Это отношение показано на фиг. 155, a и b (пунктирные кривые) для $v = \frac{1}{4}$ и $v = \frac{1}{3}$ в функции отношения поперечного

сечения нижней утолщенной части стержня к полному сечению стержня

$$uv = \frac{a_u h_u}{ah}.$$

Допуская, что силовые линии поперечного поля паза проходят перпендикулярно стенкам паза, можно определить отношения k и k_i [Л. 124].

Выражения для них, однако, настолько сложны, что, не приводя их здесь, мы ограничимся лишь кривыми, показывающими влияние утолщения нижней части стержня.

Для облегчения сравнения мы отнесем значения k к отношению $k_{\square}$ для прямоугольного стержня с тем же поперечным сечением $bh \approx ah$.

На фиг. 155, *a* и *b* показаны для $v = \frac{1}{4}$ и $v = \frac{1}{3}$ эти относительные значения $\frac{k}{k_{\square}}$ для приведенной высоты стержня $\xi_0 = 3, 4, 5$ и 6 cm в функции uv. Для большей наглядности возле некоторых значений uv показаны формы поперечного сечения стержня. Из этих кривых видно, что при небольшом утолщении нижней части стержня величина k остается сперва такой же, как и для прямоугольного стержня, затем при увеличении утолщения k достигает максимума, после чего быстро падает до очень малого значения [1].

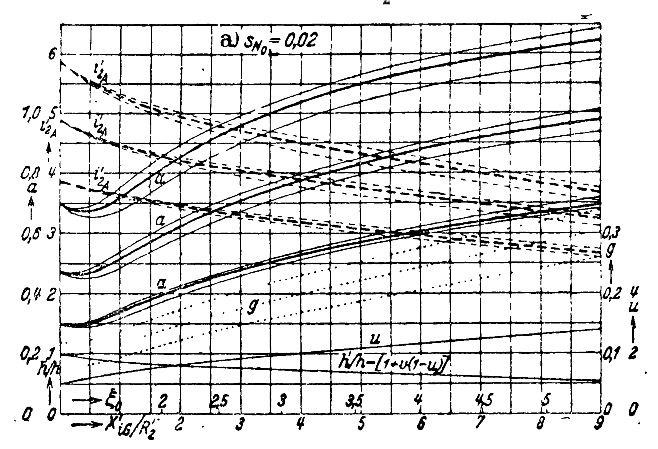
Возрастание величины $\frac{k}{k_{\square}}$ при средних значениях uv можно объяснить тем, что в этой области утолщение нижней части стержня вследствие уменьшения вытеснения тока в этой части вызывает более сильное поперечное поле в верхней части, чем в случае прямоугольного стержня. Далее, путем сравнения кривых фиг. 155, *a* и *b* можно видеть, что форма поперечного сечения утолщенной части стержня не оказывает большого влияния на величину k. Кроме отношения $\frac{k}{k_{\square}}$ на фиг. 155, *a* и *b* приведены еще кривые значений k_i, которое при встречающихся на практике величинах uv всегда больше, чем для прямоугольного стержня.

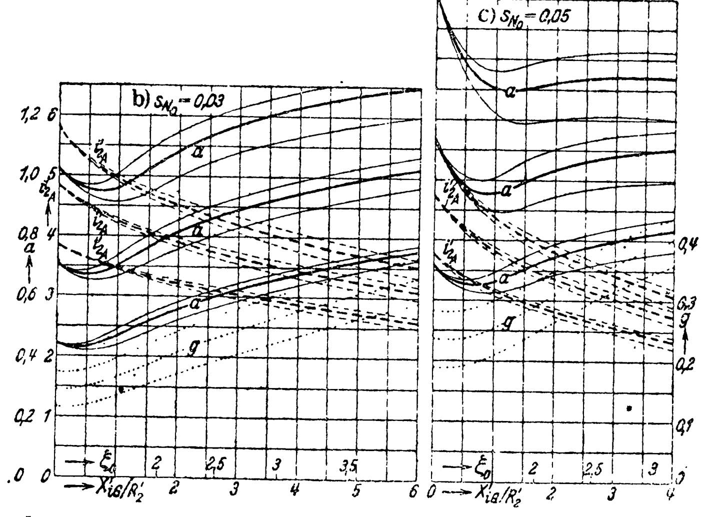
Для того чтобы иметь возможность непосредственно сравнивать пусковые свойства утолщенного стержня с сплошным прямоугольным проводником (фиг. 148, *a*—*c*), на фиг. 156, *a*—*c* приведены соответственные кривые для утолщенного стержня при $v = \frac{1}{4}$ для значений uv, при которых $\frac{k_0}{k_{c\square}}$ достигает максимума (фиг. 155, *a* и *b*). Величины i'_{2A}, a и g подсчитаны по ур. (375,a — c) для соответствующих данному случаю значений k_0 и k_{i0}. Для $\xi_0 \approx h < 3$ величины k_0 и k_{i0} получены путем экстраполирования кривых фиг. 155, *a*, т. е. не являются вполне достоверными.

Согласно ур. (378a) и (386) $\frac{X'_{iG}}{R'_S} = \frac{2\,[1 - uv^3\,(u^2 - 1\,]\,\xi_0^2}{3}$, где ξ_0 — приведенная высота прямоугольного стержня с тем же поперечным се-

[1] Максимальные значения $\frac{k}{k_{\square}}$ были экспериментально установлены весьма тщательными опытами Мартинсона (W. Martinson).

чением. Для $\frac{R'_S}{R'_2} = \frac{2}{3}$ величина ξ_0 проставлена на оси абсцисс. Перегрузочная способность $\ddot{u}$ и разность $\Delta = \cos\varphi'_{N_0} - \cos\varphi'_N$ здесь не показаны, так как для тех же значений $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$ они остаются теми же, что





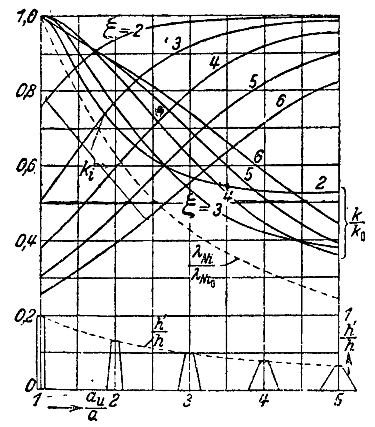
Фиг. 156. Пусковые свойства при стержнях, утолщенных в нижней части; u—уширение нижней части стержня, $\frac{h'}{h}$ — уменьшение высоты стержня. Обозначения остальных кривых те же, что и на фиг. 148, *a* до *c*.

и на фиг. 148 и 151, *a*—*c*. На фиг. 156, *a* даны еще кривые значений уширения нижней части стержня $u = \frac{a_u}{a}$ и уменьшения высоты стержня $\frac{h_1}{h} = \frac{h_u + h_v}{h} = 1 + v(1 - u)$.

Вследствие уменьшения реакции вихревых токов относительный пусковой ток i'_{2A} падает с увеличением $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$ скорее, чем при прямоугольном стержне (фиг. 148, a—c), а относительный начальный момент a остается примерно таким же. Поэтому коэфициент g будет в этом случае больше, чем при прямоугольном стержне.

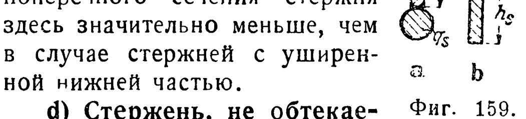
Фиг. 157.

c) Трапецоидальный стержень. Менее выгодным, чем стержень, уширенный в нижней части, является при том же поперечном сечении и той же ширине a верхней части трапецоидальный стержень по фиг. 157. Поэтому мы не будем приводить соответственных уравнений для этого стержня [Л. 125] и ограничимся лишь кривыми, показанными на фиг. 158. Пунктирная кривая дает отношение $\frac{\lambda_{Ni}}{\lambda_{Ni\square}}$ внутренних коэфициентов магнитной проводимости для трапецоидального и равного ему по площади поперечного сечения, прямоугольного стержней в функции отношения $\frac{a_u}{a}$ ширины a_u нижней части (фиг. 157) к ширине a верхней части, равной ширине прямоугольного стержня. Сплошные кривые показывают отнесенное к прямоугольному стержню значение $\frac{k}{k_\square}$ и значение k_i. Кроме того, дано еще отношение $\frac{h_1}{h}$ (фиг. 157). Для наглядности возле нескольких значений $\frac{a_u}{a}$ показаны соответственные формы поперечного сечения.



Фиг. 158. k, λ_{Ni} (оба отнесены к значениям для прямоугольного стержня одинакового поперечного сечения) и k_i в функции $\frac{a_u}{a}$ при трапецоидальном стержне.

Сравнение кривых фиг. 158 и фиг. 155, a и b позволяет видеть, что значение k для практически встречающихся форм поперечного сечения стержня здесь значительно меньше, чем в случае стержней с уширенной нижней частью.



Фиг. 159.

d) Стержень, не обтекаемый главным током. Увеличение джоулевых потерь роторной обмотки может быть вызвано и в проводниках, не обтекаемых главным током. Важнейшие конструкции этого типа показаны на фиг. 159, a и b. Здесь лишь нижние проводники соединяются по торцам ротора кольцами и образуют клетку, а верхние проводники лежат свободно в пазах и поэтому по ним могут протекать лишь вихревые токи.

Рассмотрим сперва устройство по фиг. 159, a, в котором проводник, обтекаемый главным током, имеет такое (круглое) сечение, что вытеснением тока в нем можно пренебречь. Для определения значения k всей конструкции в целом найдем сперва

джоулевы потери от вихревых токов в верхнем стержне. Ур. (354) выведено для случая, когда верхний стержень обтекается током I. Умножая ур. (354) на $R_0 I^2$, где R_0 — сопротивление верхнего стержня, получим следующее выражение для джоулевых потерь Q_0 в верхнем стержне

$$Q_0 = R_0 I_u^2 \psi(\xi), \tag{387}$$

где ξ определяется из ур. (356a и b) по размерам верхнего стержня. Джоулевы потери в нижнем стержне, включая и части обмотки, расположенные вне железа, и лобовые соединения равны $R_2 I_u^2$. Отсюда значение отношения k для устройства, показанного на фиг. 159, a, будет равно

$$k = \frac{R_2 I_u^2 + Q_0}{R_2 I_u^2} = 1 + \frac{1}{v}\, \psi(\xi), \tag{387a}$$

где

$$v = \frac{R_2}{R_0} = \frac{R_2}{R_S} \cdot \frac{bh}{q_S}\,. \tag{387b}$$

Аналогичным путем, умножая числитель и знаменатель ур. (357 на I^2 и приравнивая $I = 0$, найдем отношение

$$k_i = \psi'(\xi), \tag{387c}$$

где $\psi'(\xi)$ может быть взято из фиг. 143.

Отношение $\frac{X_{i_G}}{R_0}$ находим из ур. (367), принимая во внимание ур. (356a и b) и при

$$\lambda_{Ni} = \frac{h}{a}\,, \tag{388a}$$

$$q = q_0 = bh \tag{388b}$$

равным

$$\frac{X_{i_G}}{R_0} = 2\,\frac{f_1}{f_2}\,\xi^2 = 2\xi_0^2. \tag{388c}$$

Тогда

$$\frac{1}{v} = \frac{R_0}{X_{i_G}}\,\frac{X_{i_G}}{R_2} = \frac{1}{2\xi_0^2}\,\frac{X_{i_G}}{R_2} \tag{389a}$$

и

$$k = 1 + \frac{1}{2}\,\frac{X_{i_G}}{R_2}\,\frac{\psi(\xi)}{\xi_0^2}\,. \tag{389}$$

Для неподвижного ротора (индекс 0)

$$k_0 = 1 + \frac{1}{2}\,\frac{X_{i_G}}{R_2}\,\frac{\psi(\xi_0)}{\xi_0^2}\,. \tag{389'}$$

Величины X_{i_G} и R_2 ограничиваются обычно требованиями в отношении коэфициента мощности при номинальном режиме и номинального скольжения и потому $\frac{X_{i_G}}{R_2}$ можно считать постоянным. Тогда величина k_0

при неподвижном роторе будет наибольшей, когда отношение $\frac{\psi(\xi)}{\xi_0^2}$ достигает максимума. Это имеет место приблизительно при $\xi_0 = 2{,}2$ и соответствует высоте медного стержня при частоте $f_2 = 50$ Hz, равной

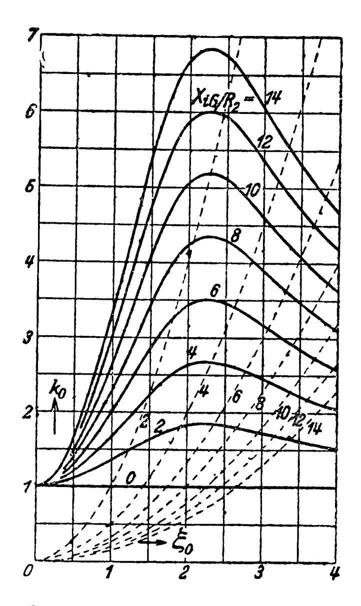
$$h = \frac{2{,}2}{a_0} \approx 2{,}2 \text{ cm}.$$

Тогда

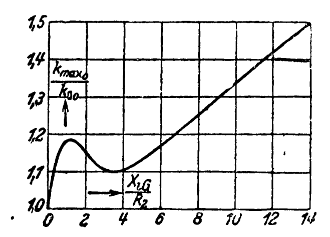
$$k_{\max 0} = 1 + 0{,}418 \frac{X_{i_G}}{R_2}, \tag{390a}$$

$$k_{i0} = 0{,}60. \tag{390b}$$

При этом согласно ур. (389а) отношение $v = \frac{9{,}7}{\frac{X_{i_G}}{R_2}}$, т. е. при $\frac{X_{i_G}}{R_2} > 9{,}7$ сечение верхнего стержня должно быть больше сечения нижнего стержня.



Фиг. 160. —— k_0 в функции ξ_0, не обтекаемого главным током стержня по фиг. 159, *а*, — — — — $v = \frac{R_2}{R_0}$.



Фиг. 161. Максимальное значение $k_{\max 0}$ отношения сопротивлений [ур. (390а)], отнесенное к отношению сопротивлений прямоугольного стержня, имеющего такую же величину $\frac{X_{i_G}}{R_2}$.

На фиг. 160 показаны найденные по ур. (389) значения k_0 для различных значений $\frac{X_{i_G}}{R_2}$ в функции $\xi_0 \approx h$ верхнего стержня. Пунктирные кривые дают отношение сопротивлений $v = \frac{R_2}{R_0}$, подсчитанное по ур. (389а). На фиг. 161 показано максимальное значение $k_{\square 0}$, отнесенное к значению прямоугольного стержня [ур. (378а)] в функции $\frac{X_{i_G}}{R_2}$, причем для прямоугольного стержня принято $R_2 = R_S$. Таким образом в случае расположения проводников по фиг. 159, *а* получаются бóльшие значения k, чем при прямоугольном стержне, причем для

$\frac{X_{i_G}}{R_2} > 3{,}5$ отношение $\frac{k_{\max 0}}{k_{\square 0}}$ тем больше, чем больше $\frac{X_{i_G}}{R_2}$. При конструкции по фиг. 159, a величина $k_{i\,0} = 0{,}60$ независимо от $\frac{X_{i_G}}{R_2}$, тогда как в случае прямоугольного стержня, обтекаемого главным током, $k_{i\,0}$ тем меньше, чем больше $\frac{X_{i_G}}{R_2}$. При $\frac{X_{i_G}}{R_2} = 4{,}32$ величина $k_{i\,0}$ равна 0,60 и для прямоугольного стержня.

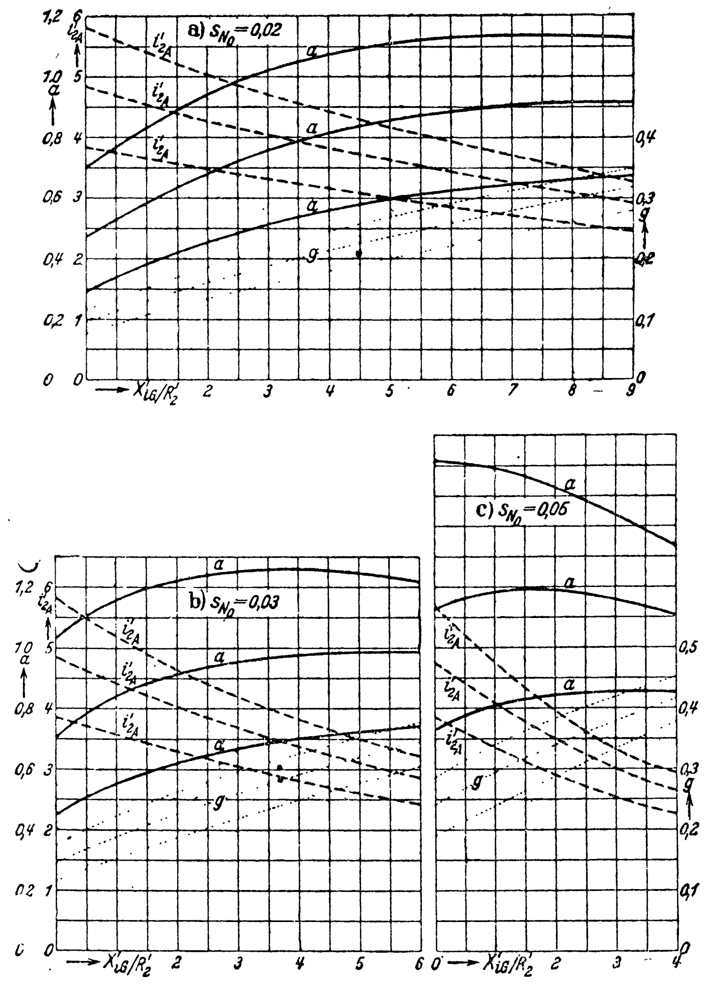
Недостатком конструкции по фиг. 159, a является неиспользование при номинальном режиме работы металла, затраченного на изготовление верхних стержней, и связанное с этим увеличение стоимости двигателя. Имеется, однако, и большое преимущество, отчасти компенсирующее указанный недостаток, заключающееся в том, что с кольцами связаны лишь круглые стержни, что удешевляет производство. Кроме того, соединения рабочих стержней с кольцами надежны, так как теплота, выделяющаяся при пуске в ход, концентрируется в верхних стержнях, которые при больших нагревах могут свободно удлиняться, не вызывая чрзмерных механических напряжений в местах соединений клетки. Дальнейшим преимуществом этой конструкции является незначительная глубина паза при больших значениях $\frac{X_{i_G}}{R_2}$.

Для удешевления двигателя можно верхние стержни выполнять из алюминия. Удельное электрическое сопротивление алюминия приблизительно в 1,66 раза больше, чем для меди, и, следовательно, a [ур. (356b)] составляет 0,78 значения a для меди. Высота и ширина проводника, изготовленного из алюминия, должны быть поэтому в 1,29 раза больше, чем для меди, чтобы получить ту же величину k. Тогда для $k_{\max 0}$ должна быть взята высота проводника $1{,}29 \cdot 2{,}2 = 2{,}84$ cm, что также является еще относительно небольшим.

Для более удобного сравнения с ранее рассмотренными конструкциями проводников на фиг. 162, a—c приведены для $\xi_0 = 2{,}2$ соответствующие фиг. 148, 151 и 156, a—c кривые, которые здесь не зависят от отношения $\frac{R'_S}{R'_2}$, так как в данном случае безразлично, как распределяется сопротивление R'_2 между частями обмотки, лежащими в пазах, и остальными частями, ибо вытеснением тока в нижних стержнях мы пренебрегаем. Перегрузочная способность и номинальный коэфициент мощности остаются здесь теми же, что и на фиг. 148, 151 и 156, a—c.

Относительный пусковой ток i'_{2A} до значения $\frac{X_{i_G}}{R'_2} = 2{,}5$ здесь несколько больше, а затем меньше, чем при прямоугольном стержне (фиг. 148, a—c). Относительный начальный момент a для малых значений $\frac{X_{i_G}}{R'_2}$ также несколько больше, а для больших значений — меньше, чем в случае прямоугольного стержня, но это изменение момента имеет место при значительно более высоких отношениях $\frac{X_{i_G}}{R'_2}$, чем измене-

ние пускового тока. Отношение g при всех значениях $\frac{X_{iG}}{R'_2}$ больше, чем для рассмотренных до сих пор двигателей с вытеснением тока. Еще более благоприятные соотношения получаются, если взять ξ_0 несколько



Фиг. 162. Пусковые свойства при прямоугольном стержне, не обтекаемом главным током (фиг. 159, *a*). Обозначения кривых те же, что и на фиг. 148, *a* — *c*.

большим, чем 2,2. Тогда k_0 будет лишь незначительно меньше $k_{\max 0}$, а k_i сильно упадет. Поэтому a и g возрастут сильно, а i'_{2A} лишь незначительно.

В заключение рассмотрим еще конструкцию проводников, показанную на фиг. 159, *b*. Здесь в пазу имеется два прямоугольных стержня, имеющих одинаковую ширину и расположенных друг над

другом. Из них, однако, обтекается главным током лишь нижний стержень. Джоулевы потери в нижнем стержне уже не равны $R_2 I_u^2$, как в первом случае, а составляют $R_2 I_u^2 \varphi(\xi)$, так как вытеснением тока в нижнем стержне здесь уже пренебрегать нельзя. Для k и k_i получаются тогда выражения

$$k = \varphi(\xi_u) + \psi(\xi_o) \tag{391a}$$

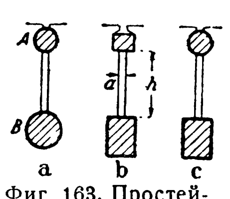
и

$$k_i = \frac{\varphi'(\xi_u) + 3\psi'(\xi_o)}{4}\,. \tag{391b}$$

При $\xi_u = \xi_o = \xi$ или $h_u = h_o = h$ для k и k_i получаются, следовательно, те же значения, что и при подразделении стержня на две части [ур. (384a и b)]. Соответствующим выбором отношения $\frac{\xi_o}{\xi_u}$ можно увеличить либо k, либо k_i.

5. Двигатели с двойной клеткой

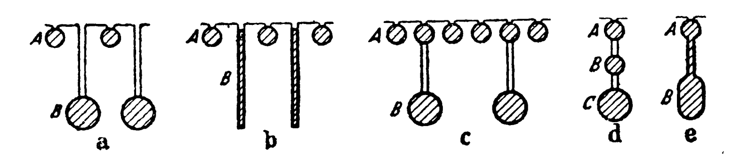
а) Конструкции. Еще бóльших значений k, чем при двигателях с глубоким пазом и его модификациях, можно добиться, устраивая на роторе две обмотки: „пусковую" с большим активным сопротивлением и малым реактивным сопротивлением рассеяния и „рабочую" с малым активным и большим реактивным сопротивлением. При малых скоростях через рабочую обмотку вследствие ее большой индуктивности рассеяния проходит лишь относительно небольшой ток, а через пусковую обмотку с малым реактивным сопротивлением рассеяния — относительно большой ток, благодаря чему двигатель пускается с большим начальным моментом. Вблизи синхронизма реактивное сопротивление рассеяния падает почти до нуля, и роторный ток распределяется по обеим обмоткам обратно пропорционально их активным сопротивлениям. Таким образом у двигателей с двойной клеткой при малых скоростях ток вытесняется к внешним стержням, и мы можем поэтому отнести эти двигатели к двигателям с вытеснением тока.



Фиг. 163. Простейшая конструкция стержней ротора с двойной клеткой.

Наиболее широко распространенная конструкция ротора с двойной клеткой, предложенная еще Доливо-Добровольским и позднее Бушеро (Boucherot) показана на фиг. 163, a—c. В верхних пазах расположена пусковая обмотка A, состоящая из стержней небольшого сечения, а в нижних пазах — рабочая обмотка B, состоящая из стержней большого сечения. Оба паза соединены между собой прорезом, размеры которого в основном и определяют величину реактивного сопротивления рабочей обмотки. Это реактивное сопротивление зависит, главным образом, от отношения $\frac{h}{a}$ (фиг. 163, b). При том же реактивном сопротивлении рассеяния h может быть тем меньше, чем больше ширина прореза a. Наименьшая высота h получилась бы при $a = 0$. В этом случае индуктивность рассеяния зависела бы только от насыщения железа между обоими пазами и определение ее можно было бы произвести лишь весьма неточно,

Стержни A и B могут быть соединены по концам общими кольцами. Часто, однако, пусковые и рабочие стержни имеют отдельные кольца. Нагревание стержней A при пуске в ход значительно больше, чем нагревание стержней B, и поэтому стержни A испытывают большее увеличение длины, чем стержни B. Поэтому применение отдельных колец для обеих клеток дает более надежные соединения стержней с кольцами. Для того чтобы получить у пусковой обмотки возможно большую тепловую емкость, пусковые стержни часто изготовляют из металла с более высоким удельным сопротивлением, чем у меди, обычно из латуни. В этом случае сечение стержней A может быть даже больше, чем сечение стержней B. При сравнении сечений обоих стержней мы всегда будем предполагать, что обмотка A изготовлена из того же металла, а именно меди, что и обмотка B. Замена медных стержней A стержнями из другого металла, имеющими ту же форму и то же сопротивление, не изменяет рабочих свойств двигателя, так как согласно разделу IIM1 тома I реактивное сопротивление остается при этом также неизменным.



Фиг 164. Модификации ротора с двойной клеткой.

Двойная клетка имеет различные модификации, главнейшие из которых показаны на фиг. 164, *a—d*. В конструкции, показанной на фиг. 164, *a*, пазы, в которые заложены стержни A и B, не соединены друг с другом прорезом, как на фиг. 163, *a—c*, а отделены друг от друга, благодаря чему взаимное влияние стержней A и B через поперечный поток паза исключается. На фиг. 164, *b* рабочие стержни выполнены, как в роторах с глубоким пазом. Следующая модификация (фиг. 164, *c*) характеризуется тем, что пусковая обмотка распределена на большее число пазов, чем рабочая. Наконец, роторная обмотка может состоять больше, чем из двух клеток, как показано на фиг. 164, *d*, где в каждом пазу расположены друг над другом три стержня A, B, C. Ротор с тремя клетками является переходным между ротором с двумя клетками и ротором с глубоким пазом, благодаря чему его свойства являются средними между свойствами этих двух конструкций.

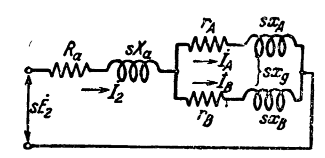
Особое выполнение ротора по фиг. 163, *a—c* показано на фиг. 164, *e*. Эту конструкцию также нужно отнести к роторам с двумя клетками, хотя здесь пусковой стержень A и рабочий стержень B соединены вместе металлическим мостиком. Этот мостик является, однако, лишь следствием техники изготовления ротора, так как стержни по фиг. 164, *e* обычно получаются путем заливки пазов расплавленным алюминием. Наличие металлического мостика приводит к тому, что по своим рабочим свойствам такой ротор с двойной клеткой несколько приближается к ротору с глубоким пазом [Л. 124].

Другие конструкции роторов с несколькими клетками и сравнение их свойств можно найти в исследовании Гесса (Gess) [Л. 127а].

Определение активных и реактивных сопротивлений двойной клетки может производиться на основе выводов следующего раздела.

b) Вторичный ток и вращающий момент. В этом разделе мы ограничимся наиболее важным случаем, при котором имеются лишь две роторных обмотки. Сюда относятся прежде всего конструкции по фиг. 163, *a—c* и 164, *a* и *b*, а затем конструкция по фиг. 164, *c*, если пренебречь взаимной индукцией между обмоткой *B* и теми стержнями обмотки *A*, пазы которых соединяются прорезами с пазами обмотки *B* и, наконец, конструкция по фиг. 164, *e*, если пренебречь влиянием металлического мостика между частями стержня *A* и *B*.

При определении роторных токов можно в общем случае для двойной клетки положить в основу схему замещения ротора, показанную на фиг. 165, в которой X_a, x_A, x_B и x_g — реактивные сопротивления при неподвижном роторе ($s = 1$). Значения отдельных величин зависят от конструкции роторной обмотки. Через R_a и X_a обозначены активное и реактивное сопротивления для обеих обмоток вместе, тогда как r_A и x_A — сопротивления только пусковой обмотки, а r_B и x_B — сопротивления только рабочей обмотки. Величина x_g представляет собой реактивное сопротивление взаимной индукции между обмотками *A* и *B*, которое при расположении стержней *A* и *B* в отдельных пазах (фиг. 164, *a* и *b* и приближенно фиг. 164, *c*) равно нулю. Все сопротивления приведены к одному и тому же числу фаз, например, к числу фаз рабочей обмотки *B*, которое в конструкциях по фиг. 163, *a—c* и 164, *a*, *b* равно числу фаз пусковой обмотки *A*.



Фиг. 165. Схема замещения ротора.

Таким образом для конструкций с общими для обеих обмоток кольцами

$$R_a = R_R, \tag{392a}$$

$$r_A = R_{SA}, \tag{392b}$$

$$r_B = R_{SB}, \tag{392c}$$

а для конструкций с отдельными для каждой обмотки кольцами

$$R_a = 0, \tag{393a}$$

$$r_A = R_{RA} + R_{SA}, \tag{393b}$$

$$r_B = R_{RB} + R_{SB}. \tag{393c}$$

Для конструкций по фиг. 163, *a—c* разберем значения реактивных сопротивлений подробнее. Величина X_a представляет собой реактивное сопротивление, соответствующее вторичному потоку рассеяния, сцепленному с обеими роторными обмотками. Таким образом при общих кольцах

$$X_a = X_{2o} + X_{2Na} + X_{2S}, \tag{394a}$$

т. е. равно сумме реактивных сопротивлений рассеяния воздушного зазора, внешнего рассеяния пазов (соответственно потоку паза Φ_a на фиг. 166) и рассеяния лобовых частей. При отдельных кольцах для X_{2S} нужно было бы, строго говоря, брать лишь часть X_{2Sa}, соответствующую лобовому потоку, сцепленному с обоими кольцами, но этим обстоятельством можно пренебречь.

Величина x_A при общих кольцах представляет собой реактивное сопротивление, соответствующее части внутреннего поперечного потока паза Φ_{iA} (фиг. 166), возбуждаемого пусковой обмоткой

$$x_A = X_{2NiA}. \tag{394b}$$

При отдельных кольцах следовало бы принимать $x_A = X_{2NiA} + X_{2SiA}$, где X_{2SiA} соответствует части потока рассеяния лобовых частей, не сцепленной с кольцом рабочей обмотки, но и здесь этим можно пренебречь. Наконец, x_B представляет собой реактивное сопротивление, соответствующее поперечному потоку паза Φ_B

$$x_B = X_{2NB}, \tag{394c}$$

а x_g — реактивное сопротивление взаимной индукции между обмотками A и B, которое соответствует этой части поперечного потока паза Φ_{iA}.

Фиг. 166.

Реактивные сопротивления определяются по формулам, приведенным в разделе IIМ1 тома I. Для коэфициентов магнитной проводимости, определяющих реактивные сопротивления паза, мы при прямоугольных сечениях стержней и обозначениях, указанных на фиг. 166, получим

$$\lambda_{2Na} = \frac{h_1}{a_1}, \tag{395a}$$

$$\lambda_{2NiA} = \frac{h_A}{3a_A}, \tag{395b}$$

$$\lambda_{2NB} = \frac{h_B}{3a_B} + \frac{h}{a}, \tag{395c}$$

$$\lambda_g = \frac{h_A}{2a_A}. \tag{395d}$$

Строго говоря, нужно было бы еще учесть, что активные сопротивления и индуктивности отдельных стержней зависят и от частоты. Практически, однако, эта зависимость проявляется лишь для части реактивного сопротивления X_{2NB}, соответствующей поперечному потоку. паза Φ_{iB} (фиг. 166) и то лишь при относительно большой высоте стержня, примерно $h_B \gg 1{,}5$ cm, встречающейся у роторов с двойной клеткой (за исключением конструкции по фиг. 164, b) обычно лишь при больших мощностях.

Общее кажущееся сопротивление ротора определится из уравнений токов и напряжений для схемы замещения, показанной на фиг. 165. Для токов можно написать уравнение

$$\dot{I}_2 = \dot{I}_A + \dot{I}_B, \tag{396}$$

а для напряжения между точками разветвления

$$\dot{Z}_i \dot{I}_2 = (r_A + jsx_A)\, \dot{I}_A + jsx_g \dot{I}_B \tag{396a}$$

и

$$\dot{Z}_i \dot{I}_2 = (r_B + jsx_B)\, \dot{I}_B + jsx_g \dot{I}_A. \tag{396b}$$

Пользуясь этими уравнениями, можно с помощью ур. (396) выразить токи $\dot{I}_A$ и $\dot{I}_B$ через общий ток $\dot{I}_2$.

Введя сокращённые обозначения

$$r = r_A + r_B, \tag{397a}$$

$$x_{A'} = x_A - x_g, \tag{397b}$$

$$x_{B'} = x_B - x_g, \tag{397c}$$

$$x = x_{A'} + x_{B'}, \tag{397d}$$

после простых преобразований найдем

$$\dot{I}_A = \frac{r_B + jsx_{B'}}{+ jsx}\, \dot{I}_2 \tag{398a}$$

и

$$\dot{I}_B = \frac{r_A + jsx_{A'}}{r + jsx}\, \dot{I}_2. \tag{398b}$$

Подставляя эти токи в ур. (396a и b) и отделив в $\dot{Z}_i$ действительную часть R_i от мнимой jsX_i, получим

$$R_i = \frac{r_A r_B r + s^2 (r_A x_{B'}^2 + r_B x_{A'}^2)}{r^2 + s^2 x^2} \tag{399a}$$

и

$$X_i = \frac{(r_A x_B + r_B x_A)\, r - r_A r_B x + s^2 (x_A x - x_{A'}^2)\, x}{r^2 + s^2 x^2}. \tag{399b}$$

Тогда активное сопротивление и отнесенное к частоте сети реактивное сопротивление двойной клетки при скольжении s будут равны

$$R_{2s} = R_a + R_i \tag{400a}$$

и

$$X_{2\sigma s} = X_a + X_i. \tag{400b}$$

По $R_2' = R_{2s}'$ и $X_\sigma = X_{1\sigma} + X_{2\sigma s}'$ можно из ур. (49) определить вторичный ток $\dot{I}_2'$ и из ур. (59b) и (37a) вращающий момент при любом скольжении.

c) Отношения сопротивлений k и k_i при $x_A = 0$ и $x_g = 0$. Уже ур. (400a и b) позволяют судить о свойствах двигателя с двойной клеткой. Однако для облегчения сравнения его с двигателем с глубоким пазом и с двигателем без вытеснения тока мы определим сперва при некоторых упрощающих допущениях величины k и k_i.

Допустим сперва, что в схеме замещения фиг. 165 $x_A = 0$ и $x_g = 0$, что, как мы увидим ниже, мало отличается от действительных условий. Тогда ур. (399a и b), если принять еще во внимание ур. (397a), получают следующий вид:

$$R_i = \frac{r_B(r_A + r_B) + s^2x_B^2}{(r_A + r_B)^2 + s^2x_B^2} \cdot r_A, \tag{401a}$$

$$X_i = \frac{r_A^2 x_B}{(r_A + r_B)^2 + s^2 x_B^2} . \tag{401b}$$

При бесконечно малой частоте, т. е. при распределении тока, которое имело бы место при постоянном токе, мы получим сопротивления, приблизительно соответствующие рабочему режиму машины, равными

$$R_{i_G} = \frac{r_A r_B}{r_A + r_B} \tag{402a}$$

и

$$X_{i_G} = \left(\frac{r_A}{r_A + r_B}\right)^2 x_B. \tag{402b}$$

Разделив ур. (401a и b) на $(r_A + r_B)^2$ и взяв R_{i_G} и X_{i_G} из ур. (402a и b), мы, положив для сокращения

$$v = \frac{r_B}{r_A}, \tag{403}$$

найдем

$$k = \frac{R_i}{R_{i_G}} = 1 + \frac{s^2 v \left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}{1 + s^2 v^2 \left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2} \tag{403a}$$

и

$$k_i = \frac{X_i}{X_{i_G}} = 1 - \frac{s^2 v^2 \left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}{1 + s^2 v^2 \left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2} . \tag{403b}$$

Рассмотрим сперва значения k и k_i при неподвижном роторе ($s = 1$), т. е. при пуске в ход. Отношение k будет при неподвижном роторе максимальным, когда

$$v = v_0 = \frac{R_{i_G}}{X_{i_G}} . \tag{404}$$

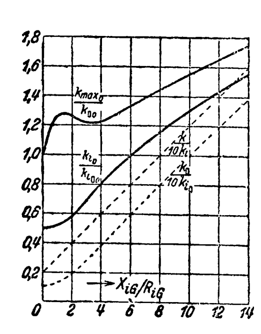
Тогда

$$k_{max\,0} = 1 + \frac{X_{i_G}}{2R_{i_G}} \qquad (404a)$$

и

$$k_{i0} = \frac{1}{2}. \qquad (404b)$$

Сравним эти значения с величинами $k_{max\,0}$ и k_{i0} для двигателя с глубоким пазом при тех же значениях R_{i_G} и X_{i_G}, т. е. при одинаковых свойствах обоих роторов для номинального режима работы. При этом для получения более резкого различия мы в обоих случаях будем пренебрегать влиянием сопротивления колец. Тогда для двойной клетки



Фиг. 167. — Наибольшее значение отношения активных сопротивлений и соответствующее отношение реактивных сопротивлений, отнесенное к значениям для прямоугольного стержня; — — — отношения $\frac{k}{10 \cdot k_i}$ и $\frac{k_\square}{10 k_{i\square}}$.

$$r_A = R_{SA}$$

и

$$r_B = R_{SB},$$

а для ротора с глубоким пазом [ур. (378a) при $R_S = R_{i_G}$] при

$$\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} > 2:$$

$$k_0 = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}} \qquad (405a)$$

и

$$k_{i0} = \sqrt{\frac{3}{2} \frac{R_{i_G}}{X_{i_G}}}. \qquad (405b)$$

На фиг. 167 сплошными кривыми показаны наибольшее полученное для двойной клетки по ур. (404a) значение $k_{max\,0}$ и соответствующее значение k_{i0} [ур. (404b)] в функции отношения $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}$, причем обе эти величины отнесены к соответствующим значениям $k_{\square 0}$ и $k_{i\square 0}$ для двигателя с глубоким пазом и сплошным прямоугольным стержнем [ур. (359a и b)]. Пунктирные кривые дают отношения $\frac{k}{k_i}$ для двойной клетки и $\frac{k_\square}{k_{i\square}}$ для ротора с глубоким пазом.

Из фиг. 167 и ур. (404a) и (405a) видно, что максимальное значение k_0 для двойной клетки всегда больше, чем для глубокого паза. Так, например, для ротора с глубоким пазом при $\xi_0 = 3$ согласно ур. (378a) отношение $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} = 6$. Для этого значения величина k_0 в случае двойной клетки на 33% больше, чем для ротора с глубоким пазом. Еще больше относительное различие при более высоких стержнях. Так, например, при $\xi_0 = 6$ для двойной клетки получается k_0 на 117% больше, чем для

глубокого паза. Величина k_{i0} для двойной клетки при $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} < 6$ меньше, а при $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} > 6$ больше, чем для глубокого паза.

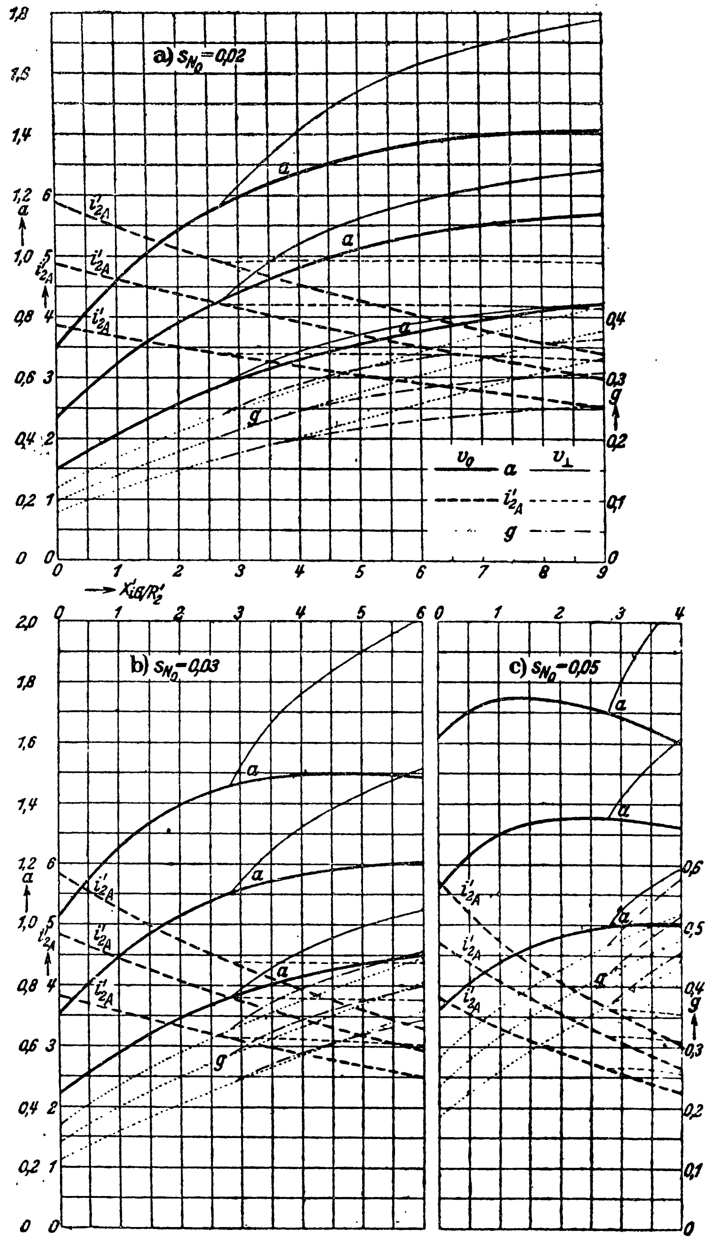
С точки зрения получения возможно большего коэфициента мощности при номинальном режиме и достаточной перегрузочной способности не следует брать $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}$ слишком большим. Правда, при $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} < 6$ величина k_0 двойной клетки не на много больше, чем для глубокого паза, но зато k_{i0} меньше, благодаря чему значение g, пропорциональное отношению $\frac{M_A}{I_A}$, для двойной клетки значительно больше. Грубое представление о качестве пусковых соотношений дает отношение $\frac{k_0}{k_{i0}}$, которое было бы равно $\frac{M_A}{I_A}$, если бы решающее значение имели только сопротивления роторных стержней. На фиг. 167 отношения $\frac{k}{k_i}$ и $\frac{k_0}{k_{i0}}$ приведены для обоих роторов при неподвижном двигателе.

Для сравнения ротора с двойной клеткой при $x_a = 0$ и $x_g = 0$ с другими роторами с вытеснением тока будем считать, что обе клетки имеют отдельные кольца. Тогда согласно ур. (393a — c) и (402a и b) сопротивления $R'_{i_G} = R'_2$ и X'_{i_G} не будут зависеть от распределения сопротивлений каждой клетки между стержнями и кольцами.

На фиг. 168, a — c показаны кривые относительного начального момента a, относительного пускового тока i'_{2A} и коэфициента g [ур. (375a — c) при $R'_S = R'_{i_G} = R'_2$] в функции отношения $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$. Эти кривые, вычерченные линиями такого же характера, как и на фиг. 148, 151, 156 и 162, a — c, относятся к случаю, когда $k_0 = k_{\max 0}$ [ур. (404a]. Величины i'_{2A} и a могут быть подсчитаны по ур. (375a и b).

Для разности коэфициентов мощности при номинальном режиме (по сравнению с двигателем без вытеснения тока) и для перегрузочной способности и в этом случае действительны соответственные кривые на фиг. 148, a — c. Относительно тонких кривых для a и i_{2A} и штрихпунктирных кривых будет сказано в разделе f.

Сравнивая эти кривые с кривыми фиг. 162, a — c, можно видеть, что относительный пусковой ток i'_{2A} при тех же значениях $\frac{X'_{i_G}}{R'_{i_G}}$ практически имеет ту же величину, что и для конструкции по фиг. 159, имеющей стержень, не обтекаемый главным током. Это объясняется тем, что влияния большего значения k_0 и меньшего значения k_{i0} в случае двойной клетки приблизительно компенсируют друг друга. Напротив, увеличение k_0 вызывает также увеличение относительного начального момента a и коэфициента g. Таким образом в отношении a и g ротор



Фиг. 168. Пусковые свойства ротора с двойной клеткой. Обозначение кривых то же, что и на фиг. 148, *a* — *c*; здесь они не зависят от $\frac{R'_S}{R'_2}$. Более жирные кривые для *a* и i'_{2A} и пунктирные кривые для *g* имеют силу для $k_0 = k_{\max_0}$ [$v = v_0$, ур. (404 a)], более тонкие кривые для *a* и i'_{2A} и штрихпунктирные кривые для *g* относятся к случаю пересечения окружностей K_A и K_B под прямым углом (фиг. 172, *a*) ($v = v_\perp$), причем провал в кривой вращающего момента исчезает; *ü* и Δ те же, что и на фиг. 148, *a* — *c*.

с двойной клеткой превосходит все рассмотренные ранее конструкции роторов с вытеснением тока.

d) Отношения сопротивлений k и k_i при учете x_A и x_g. Найдем влияние реактивных сопротивлений x_A и x_g, которыми мы в предыдущем разделе пренебрегали. В основу наших исследований положим прямоугольные проводники, расположенные в пазах с параллельными стенками (фиг. 166), и будем относить отдельные реактивные сопротивления к реактивному сопротивлению x_B рабочей обмотки. Отношения реактивных сопротивлений будут тогда согласно разделу IIМ1 тома I определяться отношениями коэфициентов магнитной проводимости. Полагая для сокращения [см. ур. (395b и с)]

$$t = \frac{\dfrac{h_A}{3a_A}}{\dfrac{h_B}{3a_B} + \dfrac{h}{a}} = \frac{a a_B h_A}{a_A (a h_B + 3 a_B h)}, \tag{406}$$

получим

$$x_A = t x_B, \tag{406a}$$

$$x_g = 1{,}5\, t x_B, \tag{406b}$$

$$x_{A'} = -0{,}5\, t x_B, \tag{406c}$$

$$x_{B'} = (1 - 1{,}5\, t) x_B, \tag{406d}$$

$$x = (1 - 2t) x_B. \tag{406e}$$

При этих значениях реактивных сопротивлений ур. (399a) и (399b) получают вид:

$$R_i = \frac{r_A r_B (r_A + r_B) + s^2 [(1 - 1{,}5\, t)^2 r_A - 0{,}25\, t^2 r_B] x_B^2}{(r_A + r_B)^2 + s^2 (1 - 2t)^2 x_B^2} \tag{407a}$$

и

$$X_i = \frac{[r_A^2 + t r_B (3 r_A + r_B)] x_B + s^2 (1 - 2t)(1 - 2{,}25\, t) t x_B^3}{(r_A + r_B)^2 + s^2 (1 - 2t)^2 x_B^2}. \tag{407b}$$

При $s = 0$ мы получаем значения сопротивлений для постоянного тока, приблизительно соответствующие и номинальному режиму работы двигателя,

$$R_{i_G} = \frac{r_A r_B}{r_A + r_B} \tag{408a}$$

и

$$X_{i_G} = \frac{r_A^2 + t r_B (3 r_A + r_B)}{(r_A + r_B)^2} x_B, \tag{408b}$$

откуда отношения сопротивлений

$$k = 1 + \frac{[(1 - 1{,}5\, t)^2 + (1 - 2t - 0{,}25\, v t) v t] s^2 v \left(\dfrac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}{1 + (3 + v) v t + (1 - 2t)^2 s^2 v^2 \left(\dfrac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2} \tag{409a}$$

и

$$k_i = 1 - \frac{\{(1-2t)^2[1+(3+v)vt]-(1-2t)(1-2{,}25t)(1+v)^2\}s^2v^2\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}{[1+(3+v)vt]^3+(1-2t)^2[1+(3+v)vt]s^2v^2\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}. \qquad (409b)$$

Величина t имеет значение порядка нескольких сотых, а v — нескольких десятых. Поэтому в ур. (409a и b) членами, содержащими t^2 и v^2t, а также более высокие степени t и v, можно по сравнению с 1 пренебречь, и тогда приближенно:

$$k \approx 1 + \frac{(1+vt-3t)s^2v\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}{1+3vt+(1-4t)s^2v^2\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2} \qquad (410a)$$

и

$$k_i \approx 1 - \frac{(1+vt-5t)s^2v^2\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}{1+9vt+(1+3vt-4t)s^2v^2\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}. \qquad (410b)$$

Чтобы выяснить количественное влияние реактивных сопротивлений x_A и x_g на величины k и k_i, сравним их с k и k_i, получаемыми из ур. (404a и b), т. е. для случая, когда при $x_A = 0$ и $x_g = 0$ величина $k = k_0$ достигает максимума.

Согласно ур. (404) величина k достигает при неподвижном роторе максимального значения при $v = \frac{R_{i_G}}{X_{i_G}}$.

Если задаться определенным значением $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} = \frac{1}{v}$ и размерами стержней, то отношение $\frac{h}{a}$ при $\varrho = 0{,}0197 \frac{\Omega\text{mm}^2}{\text{m}}$ (50° C) и $f_2 = f_1 = 50$ Hz получается после простых преобразований из ур. (367a), (406), (408a и b) равным

$$\frac{h}{a} = \frac{1+\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}}{2q_B} - \left\{\frac{h_B}{3a_B} + \frac{h_A}{3a_A}\left[\left(\frac{R_{i_G}}{X_{i_G}}\right)^2 + 3\frac{R_{i_G}}{X_{i_G}}\right]\right\} \qquad (411)$$

(см. фиг. 166). Если взять, например, отношение $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} = \frac{1}{v} = 3$ и $q_B = h_Ba_B = 0{,}6 \cdot 0{,}45 = 0{,}27$ cm², то $q_A = 0{,}09$ cm² (например, $h_A = a_A = 0{,}3$ cm). Тогда из ур. (411) находим $\frac{h}{a} = 6{,}60$. Если взять, например, $a = 0{,}1$ cm, то получатся размеры паза и стержней (в mm)

показанные на фиг. 169. Для $k_{\max 0}$ и k_{i0} мы получим по точным ур. (409a и b) значения $k_{\max 0} = 2{,}40$ и $k_{i0} = 0{,}610$, а по приближенным ур. (410a и b) при $t = 0{,}0474$ [ур. (406)] $k_{\max 0} = 2{,}41$ и $k_{i0} = 0{,}613$ по сравнению с $k_{\max 0} = 2{,}50$ и $k_{i0} = 0{,}50$ при $x_A = 0$ и $x_g = 0$.

В этом примере мы взяли относительно небольшое значение $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}$, а именно 3. Для более высоких значений влияние x_A и x_g на $k_{\max 0}$ и k_{i0} значительно меньше. Так, например, для $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} = 9$ при тех же размерах сечения q_B, как на фиг. 169, $q_A = 0{,}03$ cm². При $h_A = a_A = 0{,}173$ cm[1] согласно ур. (411) $\frac{h}{a} = 17{,}9$ (например, $a = 0{,}06$ cm, $h = 1{,}07$ cm). Тогда согласно ур. (406) $t = 0{,}0182$ и по ур. (410a и b) $k_{\max 0} = 5{,}44$ и $k_{i0} = 0{,}532$. Если не пренебрегать сопротивлениями x_A и x_g, то в этом случае $k_{\max 0}$ будет лишь на 1% меньше, а k_{i0} на 7% больше, чем при $x_A = 0$ и $x_g = 0$.

Фиг.169.

e) Геометрическое место пускового тока при неподвижном роторе. Так как согласно разделу d влияние x_A и x_g в практических случаях невелико, то для простоты мы будем считать их равными нулю, т. е. будем пользоваться для определения R_i и X_i ур. (401a и b). Тогда согласно ур. (403a и b) при неподвижном роторе ($s = 1$)

$$R_i = R_{i_G} + \frac{v\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2}{1 + v^2\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2} R_{i_G}. \tag{412a}$$

$$X_i = \frac{1}{1 + v^2\left(\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}}\right)^2} X_{i_G}. \tag{412b}$$

С точки зрения номинального скольжения, перегрузочной способности и номинального коэфициента мощности R_{i_G} и X_{i_G} не могут быть взяты произвольно. При проектировании определенного двигателя они обычно задаются, и поэтому их нужно рассматривать как постоянные величины. Тогда свободный выбор сохраняется еще для отношения $v = \frac{r_B}{r_A}$, определяющего начальный момент и пусковой ток.

Мы будем также считать заданными сопротивления R_1 и $X_{1\sigma}$ статорной обмотки и в соответствии с разделом B3b воспользуемся упрощенной схемой замещения по фиг. 17, b. На намагничивающий ток I_μ и на ток I_v, соответствующий потерям в железе статора, мы пока не будем обращать внимания и рассмотрим схему, показанную на фиг. 170. Зна-

[1] При таком малом сечении (получающемся для меди) пусковые стержни выполняются не из меди, а из металла с более высоким удельным сопротивлением.

чение сопротивлений получается из ур. (392) до (395) в зависимости от того, будут ли кольца общими или отдельными.

На фиг. 171, *а* построена прежде всего для неподвижного ротора ($s = 1$) сумма приведенных к первичной обмотке активных и реактивных сопротивлений $R_1 + j(X_{1\sigma} + X'_a) + R'_a$. Для получения полного кажущегося сопротивления нужно еще прибавить R'_i и jX'_i, которые зависят от v. Из ур. (412а и b) получаем:

для $v = 0$

$$R'_i = R'_{iG}, \qquad (413a)$$

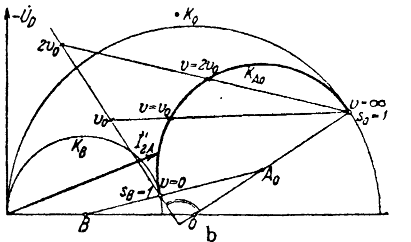
$$X'_i = X'_{iG}, \qquad (413b)$$

Фиг. 170. Упрощенная схема замещения ротора с двойной клеткой.

для $v = \frac{R'_{iG}}{X'_{iG}}$

$$R'_i = R'_{iG} + \frac{X'_{iG}}{2}, \qquad (414a)$$

$$X'_i = \frac{X'_{iG}}{2}, \qquad (414b)$$



Фиг. 171. *а* — кажущееся сопротивление в зависимости от $v = \frac{r_B}{r_A}$; *b* — геометрическое место K_{A_0} пускового тока I'_{2A}.

для $v = \infty$

$$R'_i = R'_{iG}, \qquad (415a)$$

$$X'_i = 0 \qquad (415b)$$

и вообще

$$\left(X'_i - \frac{X'_{iG}}{2}\right)^2 + (R'_i - R'_{iG})^2 = \left(\frac{X'_{iG}}{2}\right)^2. \qquad (416)$$

Таким образом конец вектора кажущегося сопротивления при изменении v перемещается по полуокружности с диаметром X'_{iG} (фиг. 171, *а*).

Чтобы найти геометрическое место конца вектора вторичного тока в зависимости от параметра v, мы должны найти отношение напряжения $\dot{U}_D$ к кажущемуся сопротивлению. Так как конец вектора кажущегося сопротивления перемещается по окружности, находящейся в произвольном положении, то согласно ур. (34b) тома II геометрическое место пускового тока при постоянстве напряжения $\dot{U}_D$ также должно быть дугой

окружности в произвольном положении, с параметром v. Эту дугу окружности можно построить по трем точкам, определяя $R = R_1 + R'_a + R'_i$ и $X_\sigma = X_{1\sigma} + X'_a + X'_i$ для трех значений и раскладывая

$$\frac{\dot{U}_D}{R + jX_\sigma}$$

на действительную и мнимую составляющие. Можно, однако, определить положение окружности и из следующих соображений:

Для двигателя без вытеснения тока с бесконечно малым рассеянием пазов ротора ($X'_{iG} = 0$) конец вектора вторичного тока при изменении скольжения перемещался бы по окружности K_0 (фиг. 171, b), диаметр которой согласно ур. (34b) равен

$$D_{K0} = \frac{U_D}{X_{1\sigma} + X'_a} \tag{417a}$$

и центр которой O лежит на оси абсцисс. Скольжение $s_0 = 1$ проставлено на фиг. 171, b, которая построена для тех же числовых значений, что и фиг. 171, a. Если бы, с другой стороны, реактивное сопротивление X'_i было бы равно $X'_{iG} = \text{const}$, как это имеет место для двойной клетки при малых скольжениях, то конец вектора тока при изменении скольжения перемещался бы по окружности K_B с центром B, диаметр которой согласно ур. (34b) был бы равен

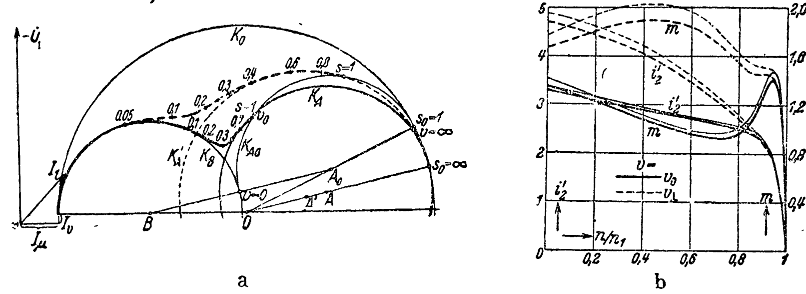
$$D_{KB} = \frac{U_D}{X_{1\sigma} + X'_a + X'_{iG}}\,. \tag{417b}$$

На этой окружности проставлено значение $s_B = 1$. Так как точки $s = 1$ на окружностях K_B и K_0 относятся к неподвижному ротору, то они должны быть идентичными точкам $v = 0$ и $v = \infty$. Можно доказать, что пусковая окружность K_{A0} касается окружностей K_B и K_0 в точках $s = 1$. Отсюда следует, что центр A_0 окружности K_{A0} лежит в точке пересечения радиусов окружностей K_B и K_0, проведенных через точки $s = 1$ (фиг. 171, b). Определив еще одну точку на окружности K_{A0}, например, точку для $v = v_0 = \frac{R_{iG}}{X_{iG}}$, получаем любые значения v с помощью прямой параметров, на которой значения v распределены равномерно. Согласно разделу I2c тома II (фиг. 15) эта прямая расположена перпендикулярно к радиусу, проведенному из A_0 в точку $v = \infty$, и луч, проходящий через $v = \infty$, отсекает на прямой параметров и на окружности K_{A0} одни и те же значения v. Таким образом, если известны точки $v = 0$, $v = v_0$ и $v = \infty$ на окружности K_{A0}, другие значения v могут быть легко найдены с помощью прямой параметров.

Положение вектора, приведенного к первичной обмотке вторичного тока при неподвижном роторе ($\dot{I}'_{2A}$), тем самым в зависимости от отношения v является установленным. Прибавляя еще намагничивающий ток $\dot{I}_\mu$ и ток $\dot{I}_v$, соответствующий потерям в железе статора (фиг. 172, a),

мы находим первичный ток $\dot{I}_{1A}$. Соответствующий начальный момент, если пренебречь джоулевыми потерями в первичной обмотке, определяется ординатами окружности K_{A0}. Джоулевы потери в первичной обмотке могут быть учтены таким же способом, как было показано на фиг. 146, *b* для ротора с глубоким пазом.

Окружность K_0 для определенного проекта является обычно заданной, так как R_1, R'_a, R'_{i_G}, $X_{1\sigma}$ и X'_a с точки зрения коэфициента мощности и к. п. д. берутся возможно меньшими. Тогда диаметр окружности K_B определяется исключительно сопротивлением X'_{i_G}. Для каждого значения X'_{i_G} получается своя окружность K_B и вместе с тем своя окружность K_{A0}, положение пусковой точки на которой зависит от отношения v. Таким путем можно найти графическую зависимость номинального коэфициента мощности (см. раздел f), пускового тока, начального момента и отно-



Фиг. 172. *a* — геометрические места тока для $v = v_0$ и $v = v_\perp$ (— — — —); *b* — относительный вращающий момент m и относительный ток i'_2, более тонкие кривые — для $R_1 = 0$.

шения g начального момента к пусковому току для различных значений X'_{i_G} от v. Из этих кривых можно найти наивыгоднейшие значения X'_{i_G} и v при любых условиях проектирования двигателя.

Обычно задаются определенным номинальным скольжением s_N, зависящим от величины двигателя. Опрокидывающее скольжение для рабочей окружности K_B определяется по требуемой перегрузочной способности $\ddot{u}$, которая для двигателей с двойной клеткой может быть принята относительно небольшой, так как при достижении опрокидывающего скольжения двигатель обычно не останавливается, а переходит с большим скольжением на другую окружность, определение которой будет показано в разделе f (фиг. 172, *a*). По Крондлю (Krondl) [Л. 142] достаточной является перегрузочная способность $\ddot{u} = 1{,}5$, чем и определяется опрокидывающее скольжение s_K.

f) Геометрическое место при произвольном скольжении. О пусковых свойствах двигателя с двойной клеткой нельзя судить только по начальному моменту, а необходимо знать, как изменяются ток и вращающий момент за время всего пускового периода, так как двигатель с двойной клеткой может при известных условиях иметь большой провал в кривой вращающего момента, что, вообще говоря, нежелательно.

Поэтому поставим себе задачу определить кривую, описываемую концом вектора тока при различных скольжениях. Как и в случае двигателя с глубоким пазом, эта кривая может быть приближенно найдена по двум окружностям: „рабочей“ — для малых скольжений и „пусковой“ — для больших скольжений [Л. 142].

Рабочая окружность K_B для малых скольжений была уже рассмотрена в разделе е. Другая окружность K_A (фиг. 172, *a*) определяется из следующих соображений:

Для $s = \infty$ согласно ур. (401b) сопротивление $X'_i = 0$. Поэтому пусковая окружность K_A должна касаться окружности K_0 в точке $s = \infty$. При неподвижном роторе ($s = 1$) должны пересекаться окружность K_{A0} (относящаяся только к неподвижному двигателю) и окружность K_A для больших скольжений. Центр A пусковой окружности K_A лежит на радиусе окружности K_0, проходящем через точку $s_0 = \infty$ этой окружности.

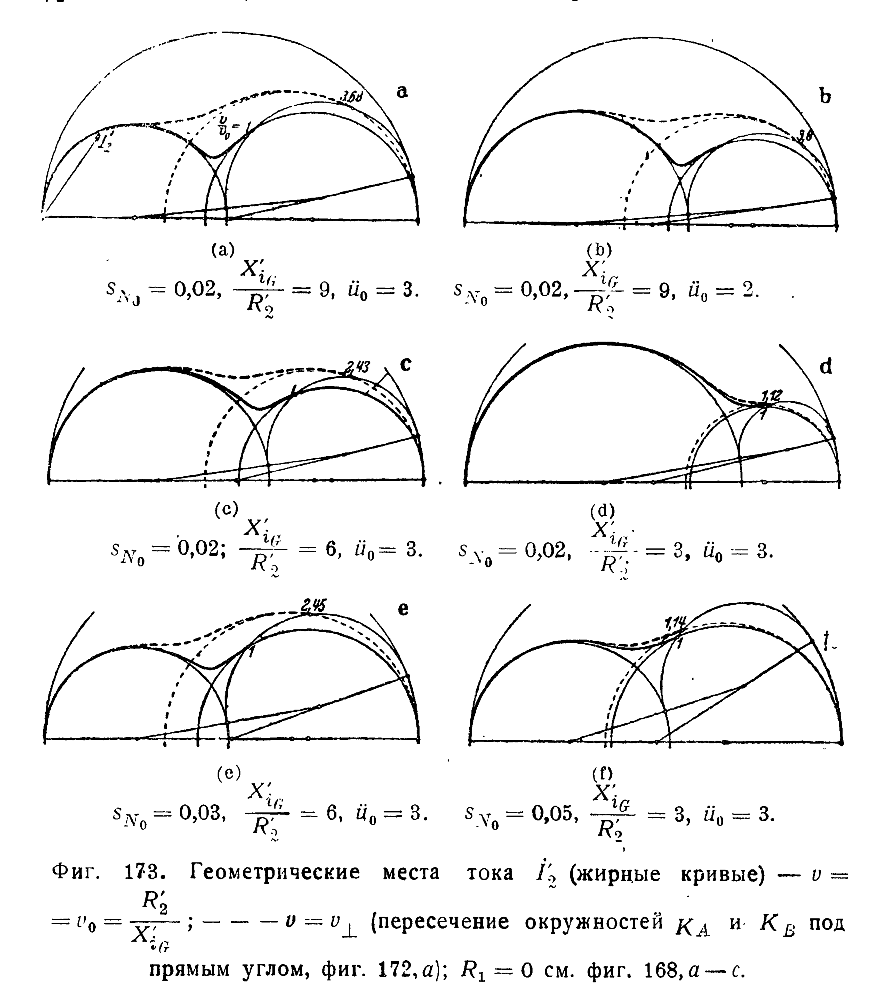
На фиг. 172, *a* окружности K_A и K_B вычерчены несколько более толстой линией, чем вспомогательные окружности K_0 и K_{A0}, а найденное по ур. (49) и (400a и b) геометрическое место конца вектора тока показано жирной линией. Переходная часть этой кривой между обеими окружностями K_B и K_A для других случаев может быть легко проведена на-глаз. Ток и вращающий момент могут быть найдены без большой затраты времени и по способу, указанному в конце раздела b. Диаграмма фиг. 172, *a* построена для $\frac{X_{i_G}}{R_{i_G}} = 9$, $\ddot{u} = 3$, $s_{N_0} = 0{,}02$ и $R_1 = R'_2$. Сплошная окружность K_A построена для $v = v_0$ [ур. (404)], а пунктирная K'_A для $v = v_1 = 3{,}62\,v_0$, т. е. для случая, когда пусковая (K'_A) и рабочая (K_B) окружности пересекаются под прямым углом. В последнем случае на переходной кривой провал отсутствует.

Активная составляющая первичного тока пропорциональна первичной мощности. Вычитая из нее соответствующие току I_v потери в железе и джоулевы потери первичной обмотки, получим внутреннюю мощность N_i, пропорциональную вращающему моменту.

На фиг. 172, *b* более жирными линиями показаны кривые относительного вращающего момента $m = \frac{N_i}{N_{iN}}$ и относительного вторичного тока $i'_2 = \frac{I'_2}{I'_{2N}}$ в зависимости от скольжения. Более тонкими кривыми показаны те же значения для $R_1 = 0$, т. е. для случая, к которому относятся кривые на фиг. 168, *a* — *c*. Легко видеть, что влияние R_1 на относительные величины незначительно.

Для того чтобы показать влияние номинального скольжения s_{N_0} отношения сопротивлений $\frac{X'_{i_G}}{R'_2}$ и перегрузочной способности $\ddot{u}$ на величину провала в кривой вращающего момента, на фиг. 173, *a* — *f* построены для нескольких точек кривых, показанных на фиг. 168, *a* — *c*,

круговые диаграммы и найденные по ур. (369a) при $R'_S = R'_{iG}$ геометрические места тока $\dot{I}'_2$. Так как предположено, что $R_1 = 0$, то ординаты непосредственно пропорциональны вращающим моментам. Для наглядности диаграмма на фиг. 173, *b* для $\ddot{u} = 2$ построена в масштабе, в $1^1/_2$ раза большем, чем для остальных диаграмм с $\ddot{u} = 3$. Сплошные



Фиг. 173. Геометрические места тока $\dot{I}'_2$ (жирные кривые) — $v = v_0 = \frac{R'_2}{X'_{iG}}$; — — — $v = v_\perp$ (пересечение окружностей K_A и K_B под прямым углом, фиг. 172, *a*); $R_1 = 0$ см. фиг. 168, *a* — *c*.

окружности и переходные кривые соответствуют $v = v_0 = \frac{R'_{iG}}{X'_{iG}} = \frac{R'_2}{X'_{iG}}$, а пунктирные — таким (большим) значениям v ($v_\perp$), при которых окружности K_A и K_B пересекаются под прямым углом. Из фиг. 173, *a* — *f* видно, что провал при $v = v_0$ тем больше, чем больше $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$ или чем меньше s_{N_0}, и что провал исчезает, когда окружности пересекаются под

прямым углом. Это приблизительно имеет место для всех значений s_{N_0} и $\ddot{u}_0$, когда при $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$, равных 3, 6 и 9, v, равное $v_\perp$, приблизительно составляет 1,1 v_0, 2,4v_0 и 3,6v_0[1].

На фиг. 168, a—c кривые для a и i'_{2A} при пересечении окружностей K_A и K_B под прямым углом (т. е. при отсутствии провала в кривой вращающего момента) показаны тонкими линиями. Штрих-пунктирные кривые дают соответственные значения отношения g. Относительный начальный момент и относительный ток здесь больше, а отношение g частично меньше, а частично больше, чем при $v = v_0$.

g) Проектирование двигателя с двойной клеткой. Как и в случае ротора с глубоким пазом (раздел 3e), мы исходим из простого ротора с одной клеткой и строим для него окружность K_0 (фиг. 172, a). Далее, выбираем отношение $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$ с точки зрения допустимого уменьшения коэфициента мощности при номинальном режиме (см. кривые Δ на фиг. 148, a—c). Выбор $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$ определяет рабочую окружность K_B, а также и окружность K_{A0} для неподвижного ротора (фиг. 172, a). Придавая различные значения v на окружности K_{A0} (обычно $v_0 < v < v_\perp$), находим с помощью соответственных пусковых окружностей K_A (фиг. 172,a) различные возможные геометрические места тока (для простоты сперва полагают $R_1 = 0$), по которым можно найти относительные значения начального момента и пускового тока, а также проверить наличие провала в кривой вращающего момента во время пуска двигателя в ход. Дальнейшее проектирование двигателя ведется соответственно той диаграмме, которая удовлетворяет поставленным пусковым свойствам. Размеры пазов определяются согласно разделу d.

Если предварительное установление уменьшения коэфициента мощности при номинальном режиме нежелательно, то нужно построить кривые для различных $\frac{X'_{iG}}{R'_2}$ и тогда взять геометрическое место, наиболее подходящее к данному случаю.

Путем изменения намагничивания можно изменять относительный начальный момент и относительный пусковой ток в отношении квадратов амплитуд B_1, основных гармоник индукции в воздушном зазоре. Характер же изменения вращающего момента и тока во время пуска остается при этом неизменным.

При проектировании двигателя с двойной клеткой можно поступать и следующим образом.

Выбирают активное и реактивное сопротивления роторной обмотки при неподвижном роторе так, чтобы получались желаемый пусковой ток

[1] Крондль [Л. 142] рекомендует так выбирать значение $v = \frac{r_B}{r_A}$ на окружности K_{A_0} (фиг. 171,b), чтобы вектор тока i'_{2A} ($s = 1$) касался окружности K_{A_0}.

и желаемый начальный момент. С помощью заданного пускового тока I'_{2A} определяют кажущееся сопротивление при неподвижном роторе $Z_k = \frac{U_1}{I'_{2A}}$, а по заданному пусковому моменту — активное сопротивление роторной обмотки $R'_2 = \frac{N_{iA}}{m_1 I'^2_{2A}}$. При отдельных кольцах $R'_i = R'_2$, при общих кольцах $R'_i = R'_2 - R'_a$, где R'_a — приведенное к статорной обмотке активное сопротивление колец [ур. (392а)]. Для принятой статорной обмотки R_1 является заданным. С помощью $R = R_1 + R'_2$ находят $X_{1\sigma} + X'_a + X'_i = \sqrt{Z_k^2 - R^2}$.

Сопротивление $X_{1\sigma}$ определяется выбором статорной обмотки, X'_a представляет собой общее для обеих роторных обмоток реактивное сопротивление рассеяния [ур. (394а)], которое может быть найдено согласно разделу G5, если установить число пазов и форму пазов над пусковыми стержнями (h_4 и a_4 на фиг. 166). Зная $X_{1\sigma}$ и X'_a, определяем X'_i. В первом приближении для неподвижного ротора можно положить x_A, x_g и r_B равными нулю. Тогда на основании ур. (165)

$$r'_A \approx \frac{R'^2_i + X'^2_i}{R'_i} \quad (418a)$$

и

$$x'_B \approx \frac{R'^2_i + X'^2_i}{X'_i}. \quad (418b)$$

По r'_A определяется сечение пускового стержня, а по x'_B высота h и ширина a прореза (фиг. 16) между пусковым и рабочим стержнями. Сопротивление r'_B, а следовательно, и сечение рабочего стержня определяются по принятому номинальному скольжению [ур. (402a)].

В заключение по найденным таким путем размерам вычисляются по ур. (369а и b) пусковые кривые двигателя и определяется кривая вращающего момента в период пуска, а также проверяются перегрузочная способность и номинальный коэфициент мощности.

Двигатели с двойной клеткой выполняются обычно для пуска по методу переключения со звезды на треугольник (приблизительно с $M_A \approx 0{,}8\, M_N$ и $I_{1A} \approx 1{,}8\, I_N$). При более высоком начальном моменте (приблизительно $M_A \approx 1{,}8\, M_N$, $I_{1A} \approx 4\, I_N$) статорная обмотка при пуске включается на полное напряжение сети. В этом случае ротор с глубоким пазом или какая-либо из его модификаций являются более пригодными, чем ротор с двойной клеткой, так как высокие стержни обладают большей способностью поглощать тепло, чем пусковые стержни двойной клетки, и теплота легче отсасывается железом ротора.

Если желательно запускать двигатель с двойной клеткой без переключения со звезды на треугольник, то для увеличения тепловой емкости следует выполнять пусковые стержни из металлов с высоким удельным сопротивлением (например, латунь, нейзильбер, константан).

К. ПУСК В ХОД И ТОРМОЖЕНИЕ

Вследствие большого потребления из сети кажущейся мощности индукционным двигателем с короткозамкнутой роторной обмоткой при включении обмотки статора неподвижной машины непосредственно на полное напряжение сети этот простейший способ пуска (исключая двигатели с глубокими пазами и двойной клеткой, а также двигатели очень малой мощности с простой клеткой), как правило, недопустим. В последующих разделах рассматриваются способы пуска, при которых происходит уменьшение пускового тока и важнейшие схемы электрического торможения индукционных двигателей.

1. Пуск в ход двигателей с контактными кольцами

Если роторная обмотка не замкнута накоротко сама на себя, а присоединена к контактным кольцам, с помощью которых можно во время пуска присоединять к ротору активные сопротивления, то появляется возможность регулировать пусковой ток и начальный момент в широких пределах. При этом число ступеней сопротивления внешней цепи ротора можно выбрать так, что во время пуска при своевременном переходе с одной ступени на другую начальный момент не будет уменьшаться ниже известного предела, а пусковой ток не будет превышать предписанное значение. Можно также при заданном числе ступеней так рассчитать пусковые сопротивления, чтобы или момент не падал ниже известного предела или пусковой ток не превосходил предписанного значения.

Если обозначить число ступеней сопротивления через ν, то для тока и вращающего момента кроме кривых, соответствующих короткозамкнутой обмотке (на фиг. 174, *a* и *b* обозначены индексом *0*), получаются еще ν кривых, соответствующих включенным на отдельных ступенях сопротивлениям роторной цепи R_a (на фиг. 174, *a* и *b* обозначены цифрами *1—4*).

Для упрощения задачи мы будем рассматривать здесь приведенный к первичной обмотке вторичный ток, а не первичный ток, который отличается от вторичного лишь на величину намагничивающего тока I_μ и тока I_v, соответствующего потерям в железе статора. Первичный ток может быть найден из вторичного при помощи ур. (53b), (54) и (55).

Из ур. (49) для вторичного тока и из ур. (59a) для пропорциональной вращающему моменту передаваемой статором ротору мощности следует, что при одном и том же двигателе получаются одинаковые значения вторичного тока и вращающего момента, если отношение $\frac{R_2'}{s} = \frac{R_i' + R_a'}{s}$ не изменяется. Здесь R_i' — внутреннее сопротивление роторной обмотки, а R_a' — присоединяемое к ротору внешнее сопротивление, причем обе величины приведены к статорной обмотке. Таким образом кривые *1—4* на фиг. 174, *a* и *b* получаются из кривых для короткозамкнутой роторной обмотки (кривых *0*) путем увеличения отложенных по оси абсцисс значений скольжения для этих кривых в отношении $\frac{R_i' + R_a'}{R_i'} = \varrho$.

Если обозначить через $\varrho_1, \varrho_2, \ldots, \varrho_\nu$ отношения сопротивления цепи ротора $R_i' + R_a'$ на ступенях $1, 2 \ldots \nu$ к внутреннему сопротивлению

ротора R_i' (для кривых 0 на фиг. 174, a и b $\varrho_0 = 1$), а через $s_1, s_2, \ldots, s_\nu$ скольжения при переходе с 1-й ступени на 0-ю, со 2-й на 1-ю и т. д., то условием того, что толчки тока при переключении будут иметь одинаковую величину (фиг. 174, a), является уравнение

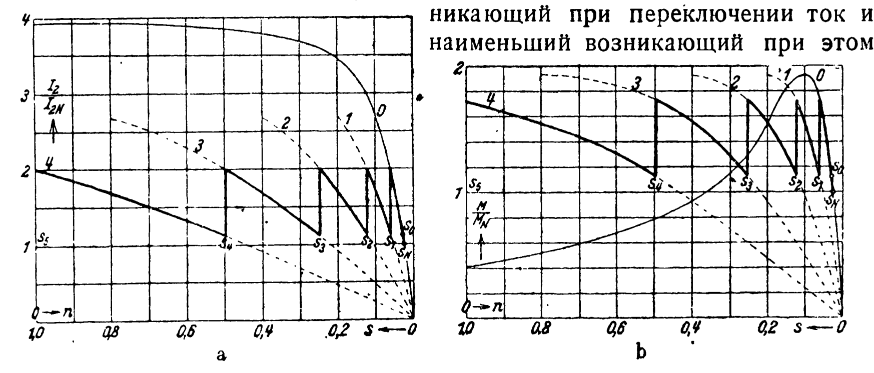
$$\frac{1}{s_1} = \frac{\varrho_1}{s_2} = \frac{\varrho_2}{s_3} = \ldots = \frac{\varrho_{\nu-1}}{s_\nu} = \varrho_\nu, \tag{419a}$$

так как в момент пуска при $R_2' = \varrho_\nu R_i'$ скольжение $s = s_{\nu+1} = 1$.

Аналогично условием того, что наименьшие значения вращающего момента при переключениях будут одинаковыми (фиг. 174, b), является уравнение

$$\frac{1}{s_0} = \frac{\varrho_1}{s_1} = \frac{\varrho_2}{s_2} = \ldots = \frac{\varrho_\nu}{s_\nu}. \tag{419b}$$

Скольжению s_1 или s_0 соответствует согласно ур. (49) и (59а) при $R_2' = R_i'$ и s, равном s_1 или s_0, вполне определенный ток и вполне определенный вращающий момент при короткозамкнутой обмотке ротора (кривые 0 на фиг. 174, a и b). Если считать, что этот наибольший возникающий при переключении ток и наименьший возникающий при этом



Фиг. 174. Ступени пусковых сопротивлений для одинаковых толчков тока (a) и одинаковых наименьших вращающих моментов (b).

вращающий момент заданы, то заданными являются также и скольжения s_1 и s_0.

Тогда по ур. (419b)

$$\left.\begin{aligned} &\varrho_1 = \frac{s_1}{s_0}, \quad \varrho_2 = \frac{s_2}{s_1} = \varrho_1^2 \ldots \varrho_{\nu-1} = \varrho_1^{\nu-1}, \quad \varrho_\nu = \varrho_1^\nu, \\ &\text{по ур. (419a)} \\ &s_2 = \varrho_1 s_1,\ s_3 = \varrho_1^2 s_1, \ldots, s_\nu = \varrho_1^{\nu-1} s_1,\ s_{\nu+1} = 1. \end{aligned}\right\} \tag{419}$$

Из

$$\varrho_1 = \frac{s_1}{s_0}, \ \varrho_\nu = \varrho_1^\nu \ \text{и} \ \varrho_\nu = \frac{1}{s_1} \tag{418a}$$

следует

$$s_1^{1+\nu} = s_0^\nu. \tag{420}$$

Это уравнение устанавливает связь между наибольшим толчком тока (соответственно s_1 на кривой 0 без пускового сопротивления), наимень-

шим вращающим моментом (s_0) и числом ступеней ν. Если заданы две из этих величин, то третья может быть найдена по одному из уравнений:

$$s_1 = s_0^{\frac{\nu}{1+\nu}}, \tag{420a}$$

$$s_0 = s_1^{\frac{1+\nu}{\nu}}, \tag{420b}$$

$$\nu = \frac{\lg s_1}{\lg \frac{s_0}{s_1}} = \frac{\lg \frac{1}{s_1}}{\lg \frac{s_1}{s_0}}. \tag{420c}$$

Второй вид ур. (420с) имеет преимущество большего удобства при логарифмировании.

При произвольно принятых возможных значениях s_1 и s_0 число ступеней в общем случае не получается целым и должно быть округлено до ближайшего большего целого числа. Сопротивления реостата

$$R'_a = R'_2 - R'_i = (\varrho - 1)R'_i \tag{419c}$$

и скольжения, при которых должны происходить изменения сопротивления, чтобы не был превзойден соответствующий скольжению s_1 наибольший ток или чтобы не произошло уменьшение соответствующего скольжению s_0 вращающего момента, получаются тогда из ур. (419).

Роторы с контактными кольцами позволяют путем введения в цепь ротора дополнительных сопротивлений значительно уменьшать пусковой ток. Однако вследствие большей стоимости и усложнения обслуживания эти роторы, как правило, применяются лишь в машинах средней и большой мощности. Отношения $\frac{R_1}{X_\sigma}$ и $\frac{R'_2}{X_\sigma}$ будут тогда (фиг. 262) значительно меньше 0,25, т. е. значительно меньше величины, которую мы брали при построении круговых диаграмм в разделе В3 и 4 и кривых фиг. 26 и 27. Для выяснения процессов, происходящих при пуске двигателей, имеющих роторы с контактными кольцами, примем $\frac{R_1 I'_{2N}}{U_1} = \frac{R'_2 I'_{2N}}{U_1} = 0{,}025$ и $\frac{X_\sigma I'_{2N}}{U_1} = 0{,}25$. Ток и момент, отнесенные к номинальным значениям, в функции скольжения или числа оборотов, показаны для этого случая на фиг. 174, *a* и *b* (кривые *O*). Номинальное скольжение согласно ур. (51) получается равным $s_N = 0{,}0265$. Число ступеней взято равным $\nu = 4$, а наибольший толчок тока — равным двойному номинальному току ($\iota = 2$). Тогда согласно ур. (52) $s = s_1 = 0{,}0613$. Отсюда по ур. (420b) получается скольжение $s_0 = 0{,}0305$. Отношение m наименьшего получаемого при пуске вращающего момента к номинальному моменту согласно ур. (64) ($s = s_0$), при $s_K = 0{,}0995$ [ур. (60a)] и при $\varepsilon = 0{,}0995$ [ур. (62b)] равно $m = 1{,}12$. Согласно ур. (419)

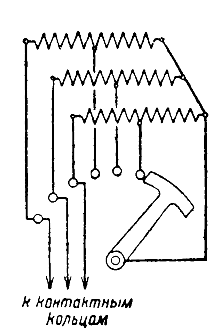
$$\varrho = 2{,}01, \quad \varrho_2 = 4{,}04, \quad \varrho_3 = 8{,}12, \quad \varrho_4 = 16{,}32,$$
$$s_2 = 0{,}123, \quad s_3 = 0{,}247, \quad s_4 = 0{,}498.$$

Нижнее предельное значение тока получается по ур. (52a) при $s = s_0$ равным $I'_2 = \iota I'_{2N} = 1{,}13 I'_{2N}$, а верхнее предельное значение вращающего момента по ур. (64) при $s = s_1$ равным $M = mM_N = 1{,}725 M_N$.

Отношение наибольшего значения тока к наименьшему равно $\frac{2}{1,13} = \approx 1,77$. Оно зависит при том же наименьшем значении вращающего момента от числа ступеней реостата и тем больше приближается к единице, чем больше число ступеней.

Характер изменения тока и момента во времени зависит от характера изменения нагрузочного момента (см. раздел 7). Для случая, когда во время пуска нагрузочный момент остается постоянным и равным номинальному моменту, приведены кривые на фиг. 209.

Для уменьшения числа ступеней при заданных толчках тока и для удешевления пусковой аппаратуры ступени сопротивлений для различных фаз ротора могут, как показано на фиг. 175, замыкаться накоротко одна за другой. В этом случае сопротивления отдельных фаз не на всех ступенях имеют одинаковую величину, благодаря чему возникает инверсное вращающееся поле. Пусковые токи и начальный момент в случае применения такого несимметричного реостата можно подсчитать, разложив ток на симметричные составляющие [Л. 149].



Фиг. 175. Реостат с уменьшенным числом ступеней.

2. Двигатель без контактных колец с переключениями в цепи ротора

Наличие прилегающих к контактным кольцам щеток создает дополнительные механические (на трение) и электрические (на прохождение тока) потери, понижающие к. п. д. Кроме того, щетки требуют постоянного наблюдения и ухода. С помощью приспособления, которое по окончании пуска двигателя замыкеат кольца накоротко и приподнимает щетки, этих потерь при работе машины можно избежать, но необходимость известного ухода за щетками остается и в этом случае. Стремления избавиться от этих недостатков привели к конструкциям двигателей без контактных колец, у которых переключения в роторе во время пуска в ход совершаются от руки с помощью маховичка или центробежным переключателем, который производит переключения автоматически, в зависимости от числа оборотов.

Как правило, особенно при большом числе ступеней, применение центробежного переключателя предпочтительнее.

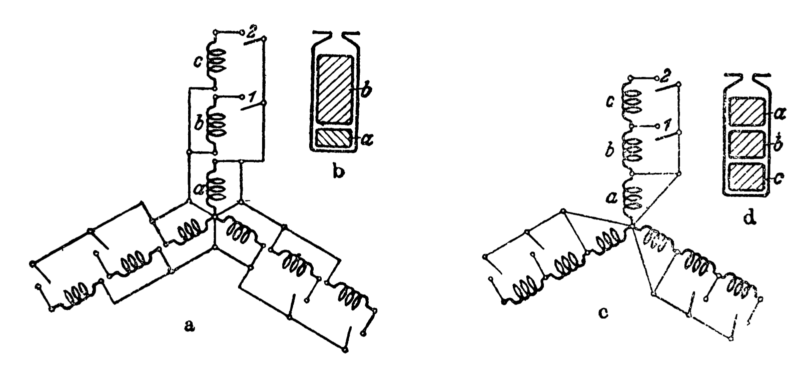
а) Включение сопротивлений и переключение частей обмотки. Рассмотренное в разделе 1 включение сопротивлений может быть выполнено и в случае двигателя без контактных колец. При большом числе ступеней сопротивления, встроенные в ротор или пристроенные к нему, вводятся и выводятся с помощью центробежного переключателя. Такое устройство применяется, в частности, фирмой Brown-Boveri Co (BBC) [Л. 150].

Если требуется иметь мало или даже одну ступень переключения, устраивают в роторе несколько или даже две обмотки, одна из которых, имеющая большое сопротивление (*а* на фиг. 176, *а* и *с*) постоянно замкнута накоротко, а другие замыкаются накоротко одна за другой лишь во время пуска с помощью выключателей *1* и *2*. Во время работы все

обмотки включены параллельно, благодаря чему приведенное к статорной обмотке сопротивление ротора будет приблизительно таким же, как и в случае ротора с контактными кольцами.

Обмотка, постоянно замкнутая накоротко, часто выполняется из металла с высоким удельным сопротивлением. В конструкции, предложенной Пунга (Punga), она представляет собой железную клетку, заложенную на дно пазов (*a* на фиг. 176, *b*). Эта обмотка служит для пуска двигателя в ход. По достижении числа оборотов, близкого к синхронному, замыкается накоротко рабочая обмотка *b*, через которую только почти и проходит ток при работе двигателя.

Отдельные части обмотки каждой фазы могут быть включены либо параллельно (фиг. 176, *a*), либо последовательно (фиг. 176, *c*). Если в последнем случае числа витков частей *b* и *c* и их сопротивления подобраны так, что при работе через эти части обмотки проходит один и тот же ток, то в рабочем состоянии выключатель *1* будет целиком разгружен от тока.



Фиг. 176. *a* и *c* — включение частей обмотки; *b* и *d* — расположение проводников в пазу.

Расчет отдельных обмоток производится по заданным значениям пускового тока и вращающего момента. Зависимость вращающего момента от числа оборотов для отдельных ступеней будет различной, так как активное сопротивление, а отчасти и реактивное сопротивление рассеяния ротора на каждой ступени имеют другие значения. Сопротивление ротора при рабочем режиме определяется по сопротивлениям отдельных обмоток, соединенных параллельно. При частоте, равной нулю, и вблизи синхронного числа оборотов имеют значение только активные сопротивления. При другой частоте благодаря различным отношениям реактивного сопротивления к активному для параллельно соединенных обмоток результирующее активное сопротивление увеличивается (см. раздел J). Так как, однако, вторая обмотка включается лишь тогда, когда частота ротора значительно снизится по сравнению с частотой сети, то, как правило, влиянием реактивных сопротивлений можно здесь пренебречь.

При этом допущении приведенные к статорной обмотке активные сопротивления R'_a (обмотка *a*), R'_{ab} (параллельно соединенные обмотки *a*

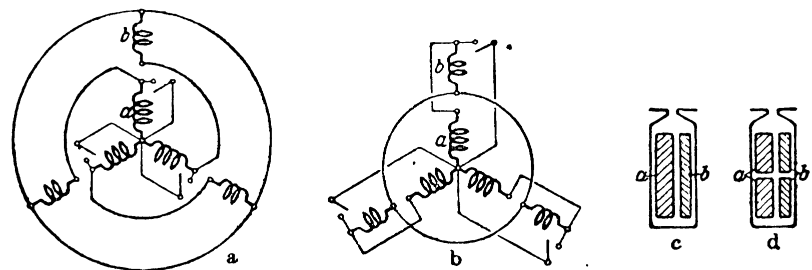
и b) и R'_{abc} (параллельно соединенные обмотки a, b и c) получаются равными

$$R'_a = \frac{m_1}{m_2} \frac{w_1^2 \xi_1^2}{w_a^2 \xi_2^2} R_a, \tag{421a}$$

$$R'_{ab} = \frac{m_1}{m_2} \frac{w_1^2 \xi_1^2 R_a R_b}{w_a^2 \xi_2^2 R_b + w_b^2 \xi_2^2 R_a}, \tag{421b}$$

$$R'_{abc} = \frac{m_1}{m_2} \frac{w_1^2 \xi_1^2 R_a R_b R_c}{w_a^2 \xi_2^2 R_b R_c + w_b^2 \xi_2^2 R_c R_a + w_c^2 \xi_2^2 R_a R_b}, \tag{421c}$$

где R_a, R_b, R_c — сопротивления, w_a, w_b, w_c — числа витков обмотки a, b, c, а ξ_2 — одинаковый для всех обмоток обмоточный коэфициент. Если отдельные обмотки расположены друг над другом (фиг. 176, d), то рассеяние пусковой обмотки будет зависеть от ее местоположения в пазу. Для получения возможно большего начального момента следует располагать обмотку ближе к отверстию паза. Если же наибольшее значение придается уменьшению пускового тока, то обмотку a надо укладывать на дно паза, чтобы использовать для этой цели рассеяние паза.



Фиг. 177. a и b — противосоединения; c и d — расположение проводников в пазу.

b) Противосоединение. Свойства, подобные свойствам конструкций расмотренных в разделе а, имеет предложенное Гергесом противосоединение, показанное на фиг. 177, a. При пуске в ход соединяются последовательно половинки обмоток различных фаз, а по достижении известного числа оборотов все половинки обмоток замыкаются накоротко центробежным выключателем. Несколько большую свободу в выборе сопротивлений ротора при пуске в ход и при работе дает противосоединение, показанное на фиг. 177, b, при котором каждая фаза состоит из двух частей с различными числами витков. При пуске в ход обе части соединяются навстречу друг другу, а при работе замыкаются накоротко. Таким образом при пуске в ход в роторе действует лишь разность напряжений, индуктированных в обеих обмотках.

Предполагая, что отношение реактивного сопротивления к активному для обеих обмоток одинаково, получим для встречного соединения (при пуске в ход) как по фиг. 177, a, так и по фиг. 177, b

$$R'_{a-b} = \frac{m_1}{m_2} \left[\frac{w_1 \xi_1}{(w_a + w_b)\, \xi_{a-b}} \right]^2 (R_a + R_b), \tag{422a}$$

а для параллельного соединения (при работе)

$$R'_{ab} = \frac{m_1}{m_2}(w_1\xi_1)^2 \frac{R_a R_b}{R_a (w_b\xi_b)^2 + R_b (w_a\xi_a)^2}. \qquad (422b)$$

При противосоединении по фиг. 177, b обычно

$$\xi_a = \xi_b = \xi \qquad (423a)$$

и

$$\frac{R_a}{R_b} = \frac{w_a}{w_b} \qquad (423b)$$

(одинаковые сечения проводников обеих обмоток). Тогда согласно разделу F1

$$\xi_{a-b} = \frac{w_a - w_b}{w_a + w_b}\xi \qquad (423c)$$

и

$$\frac{R'_{a-b}}{R'_{ab}} = \left(\frac{w_a + w_b}{w_a - w_b}\right)^2. \qquad (423d)$$

Последнее выражение дает отношение активных сопротивлений роторной обмотки при пуске в ход и при работе.

Сделанное выше предположение, что отношение реактивного сопротивления к активному для обеих обмоток одинаково, выполняется приближенно тогда, когда обе части обмотки a и b расположены в пазу рядом, образуя однослойную или двухслойную обмотку (фиг. 177, c и d). Если они расположены одна над другой (фиг. 181, b и c), то наше допущение оправдывается меньше. Однако в большинстве практических случаев активное сопротивление при пусковой частоте 50 Hz лишь немногим больше, чем определяемое по ур. (423a).

Опрокидывающий момент в основном определяется общим реактивным сопротивлением рассеяния $X_\sigma = X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}$. Первичное реактивное сопротивление рассеяния $X_{1\sigma}$ не зависит от включения роторной обмотки и, следовательно, при встречном соединении обеих обмоток будет таким же, как и при их последовательном (согласном) соединении. То же оставалось бы справедливым и для приведенного к первичной обмотке реактивного сопротивления $X'_{2\sigma}$, если бы реактивное сопротивление $X_{2\sigma}$ было при встречном соединении меньше в отношении

$$\left(\frac{w_a - w_b}{w_a + w_b}\right)^2.$$

Это имеет силу для той части $X_{2\sigma}$, которая соответствует рассеянию воздушного зазора и внешнему рассеянию пазов. Для внутреннего рассеяния пазов, соответствующего той части поперечного потока паза, которая пересекает роторную обмотку, это имеет силу только тогда, когда обе обмотки расположены в пазу рядом, как показано на фиг. 177, c и d. Приведенное к первичной обмотке реактивное сопротивление лобовых частей также было бы при встречном соединении таким же, как и при последовательном, если бы лобовые соединения обеих обмоток были между собой переплетены. Так как это не имеет места, то в действитель-

ности оно больше. С грубым приближением можно считать, что общее реактивное сопротивление рассеяния при встречном соединении

$$X_{\sigma_G} \approx 1{,}2\, X_\sigma.$$

При противосоединении по фиг. 177, *a*:

$$\xi_a = \xi_b = \xi, \tag{424a}$$

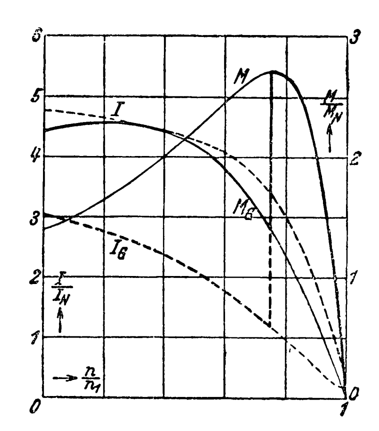
$$\xi_{a-b} = \frac{1}{2}\xi, \tag{424b}$$

$$w_a = w_b = w, \tag{424c}$$

$$R_a = R_b = R. \tag{424d}$$

Тогда согласно ур. (422a и b)

$$\frac{R'_{a-b}}{R'_{ab}} = 4. \tag{424}$$



Фиг. 178. Ток и вращающий момент при противосоединении по фиг. 177, *a*.

Обычно в двигателях с противосоединением роторная обмотка выполняется двухслойной, причем одна сторона катушки лежит в нижнем слое, а другая сторона — в верхнем слое. Индуктивность рассеяния пазов обеих частей обмотки будет тогда одинаковой, благодаря чему приближенно удовлетворяется предположение, сделанное при выводе ур. (424).

В отношении опрокидывающего момента схема по фиг. 177, *a* в основном обладает теми же свойствами, что и схема по фиг. 177, *b*. Для предварительных расчетов можно полагать $X_{\sigma G} \approx 1{,}25\ X_\sigma$. Для этого отношения реактивных сопротивлений при встречном и при последовательном соединении на фиг. 178 показаны для схемы по фиг. 177, *a* кривые тока (жирный пунктир) и вращающего момента (жирная сплошная линия) в функции относительного числа оборотов $\frac{n}{n_1}$. При этом предположено, что активные и реактивные сопротивления здесь таковы же, как и для двигателя, кривые которого приведены на фиг. 26. Номинальный ток установлен в соответствии с данными, приведенными в разделе 3с. Кроме того, предположено, что центробежный выключатель замыкает накоротко части обмотки при числе оборотов, составляющем 75% от синхронного [P. 14].

c) Двигатели, предназначенные для преимущественно пускового режима работы. Путем увеличения сопротивления ротора можно довести начальный момент до величины опрокидывающего, причем одновременно сильно уменьшается пусковой ток. Однако при стационарной работе, если нет возможности производить переключения в цепи ротора, скольжение и джоулевы потери в роторе увеличиваются при этом настолько, что от этого мероприятия в большинстве случаев приходится отказываться.

Лишь в тех случаях, когда двигатель работает, главным образом, в условиях пускового режима, например, в случае двигателей для подъемников увеличение сопротивления ротора может оказаться выгодным. В разделе 3с мы покажем влияние сопротивления ротора на начальный момент и пусковой ток на примере (фиг. 179, *a* и *c*). От принятого в разделе 3с переключения статорной обмотки можно отказаться, если двигатель работает с полным числом оборотов лишь короткое время.

Недостатком является здесь большое выделение тепла в роторе. Чтобы увеличить способность роторной обмотки поглощать тепло, ее можно выполнить из металла с высоким удельным сопротивлением или по предложению автора [Л. 154] взять для обмотки короткозамкнутые витки с сильно укороченным шагом (фиг. 69,*a*). В последнем случае активное сопротивление ротора можно взять очень малым и сечение проводников, следовательно, очень большим, так как приведенное к статорной обмотке сопротивление R_2', определяющее потребление тока и величину момента, здесь обратно пропорционально квадрату обмоточного коэфициента ξ_2, имеющего в данном случае небольшую величину.

d) Другие пусковые приспособления. Кроме наиболее важных методов пуска, разобранных в разделах a и b, были предложены еще многочисленные другие способы с переключением в цепи ротора. Эти предложения можно разбить на две группы.

К первой группе относится применение особых кажущихся сопротивлений, изменяющих свою величину в зависимости от частоты. Эти сопротивления постоянно включены в цепь ротора. С увеличением числа оборотов частота ротора уменьшается и вместе с тем автоматически уменьшается и сопротивление ротора. Благодаря этому двигатель получает свойства, подобные тем, которыми обладают двигатели с вытеснением тока (раздел J).

Во второй группе сопротивление цепи ротора также увеличивается при пуске в ход, причем, главным образом, с помощью индуктивных сопротивлений. Уменьшение индуктивности при работе достигается выдвиганием с помощью центробежного приспособления особых железных частей [Л. 155].

3. Переключения в цепи статора

a) Уменьшение напряжения на зажимах с помощью пускового трансформатора. Если в случае двигателя с короткозамкнутым ротором не производится никаких переключений в самой статорной обмотке, то согласно разделам В3 и 4 вращающий момент и ток зависят только от напряжения на зажимах. Если влиянием магнитного напряжения в железе, особенно от полей рассеяния, можно пренебречь, то пусковой ток уменьшается вместе с напряжением на зажимах в том же отношении. Таким образом поступающая на зажимы статора кажущаяся мощность уменьшается пропорционально квадрату напряжения. В том же отношении уменьшается согласно ур. (59 b) ($s = 1$) и начальный момент. Таким образом отношение начального момента к кажущейся мощности на зажимах двигателя практически не зависит от напряжения.

Напряжение на зажимах двигателя может быть понижено с помощью трансформатора. Пренебрегая намагничивающим током и падением на-

пряжения в пусковом трансформаторе, находим, что первичная кажущаяся мощность равна вторичной двигательной мощности и забираемый из сети ток уменьшается при понижении вторичного напряжения в том же отношении, что и вращающий момент.

Так как трансформатор включается лишь на короткое время пуска двигателя в ход, то с точки зрения стоимости его выполняют в виде автотрансформатора с относительно большим магнитным насыщением и относительно большой плотностью тока. Тогда первичная кажущаяся мощность будет значительно больше вторичной и потребляемый из сети ток при понижении напряжения на зажимах двигателя уже не будет уменьшаться пропорционально вращающему моменту. Преимуществом пуска в ход с помощью трансформатора по сравнению с описанным в разделе b переключением обмотки является, однако, то, что вторичное напряжение трансформатора может регулироваться благодаря имеющимся на его обмотке ответвлениям, что позволяет выбрать каждый раз напряжение, соответствующее требуемому начальному моменту, благодаря чему пусковой ток не будет превышать лишь необходимую величину. Кроме того, устраивая на обмотке трансформатора отпайки, можно получить несколько ступеней пуска. (см. раздел d).

При сравнении подводимой к двигателю кажущейся мощности с начальным моментом мы предполагаем, что магнитным насыщением железа полями рассеяния можно пренебречь. Такое предположение, однако, при больших токах (как мы видели в разделе B6b) не всегда допустимо. Начиная с некоторого определенного тока, вообще говоря, большего, чем номинальный ток, реактивное сопротивление рассеяния уменьшается, благодаря чему начальный момент и потребление кажущейся мощности растут быстрее, чем пропорционально квадрату напряжения на зажимах двигателя. Пропорциональность между вращающим моментом и потреблением кажущейся мощности сохраняется лишь в пределах таких токов, в которых реактивное сопротивление рассеяния постоянно. Это обычно такие пределы токов, в которых пусковой ток и начальный момент могут быть измерены, так как при неподвижном роторе и полном напряжении сети следует опасаться недопустимого перегрева двигателя [1].

---

[1] При известных мерах предосторожности начальной момент и пусковой ток могут быть измерены и при более высоких напряжениях, вплоть до номинального. Поэтому попытаемся, хотя бы приближенно, выяснить, как изменяются начальный момент и потребление кажущейся мощности при уменьшении напряжения на зажимах от номинального значения до такого, при котором влияние магнитного насыщения от полей рассеяния становится незаметным. Обозначим это реактивное сопротивление рассеяния через X_σ. Тогда при неподвижном двигателе и номинальном напряжении реактивное сопротивление будет равно aX_σ, где $a<1$.

Отсюда найдем отношение начальных моментов при пониженном напряжении U и номинальном напряжении U_N [ур. (59b)]:

$$\frac{M_A}{M_{AN}} = \frac{1+\left(\frac{aX_\sigma}{R}\right)^2}{1+\left(\frac{X_\sigma}{R}\right)^2} \cdot \left(\frac{U}{U_N}\right)^2 \tag{425a}$$

В дальнейшем влиянием магнитного насыщения железа на X_σ мы будем пренебрегать, но будем все же иметь в виду, что в этом случае ток и вращающий момент при больших значениях тока в действительности могут быть больше.

b) Добавочное сопротивление. Напряжение на зажимах двигателя можно регулировать также с помощью добавочного сопротивления в цепи статора. Обычно для этой цели применяют активные сопротивления, так как они дешевле реактивных. При точном расчете добавочного сопротивления, необходимого для получения пускового тока заданной величины, мы, собственно говоря, должны были бы исходить из точного уравнения первичного тока (раздел B5), так как уравнения раздела B4 предполагают относительно малое первичное активное сопротивление. Однако если при расчете добавочного сопротивления пренебречь намагничивающим током, то получаются очень простые уравнения.

Тогда отношение ι первичного тока I_{k_0} без добавочного сопротивления к току I_k при наличии добавочного сопротивления R_V равно

$$\iota = \frac{I_{k_0}}{I_k} \approx \sqrt{\frac{(R_1 + R_V + R_2')^2 + X_\sigma^2}{(R_1 + R_2')^2 + X_\sigma^2}}. \tag{426a}$$

и отношение кажущихся мощностей [ур. (49)]:

$$\frac{N_{sA}}{N_{sAN}} = \sqrt{\frac{1+\left(\frac{aX_\sigma}{R}\right)^2}{1+\left(\frac{X_\sigma}{R}\right)^2}} \cdot \left(\frac{U}{U_N}\right)^2. \tag{425b}$$

Таким образом отношение

$$\frac{\frac{M_A}{M_{AN}}}{\frac{N_{sA}}{N_{sAN}}} = \sqrt{\frac{1+\left(\frac{aX_\sigma}{R}\right)^2}{1+\left(\frac{X_\sigma}{R}\right)^2}} \tag{425}$$

меньше единицы, т. е. отнесенный к потреблению кажущейся мощности начальный момент с понижением напряжения на зажимах падает, например, при уменьшении реактивного сопротивления X_σ до величины $aX_\sigma = 0{,}75\ X_\sigma$(что соответствует небольшому насыщению) при номинальном напряжении, неподвижном роторе и отношении $\frac{X_\sigma}{R} = 4$,

$$\frac{M_A}{M_{AN}} = 0{,}588\left(\frac{U}{U_N}\right)^2,$$

$$\frac{N_{sA}}{N_{sAN}} = 0{,}767\left(\frac{U}{U_N}\right)^2,$$

$$\frac{\frac{M_A}{M_{AN}}}{\frac{N_{sA}}{N_{sAN}}} = 0{,}767.$$

Решая это уравнение относительно R_V, получим

$$R_V = \sqrt{\iota^2(R_1 + R_2')^2 + (\iota^2 - 1)X_\sigma^2} - (R_1 + R_2'). \qquad (426b)$$

Отсюда можно определить величину добавочного сопротивления, необходимого для получения определенного отношения токов ι.

Отношение начальных моментов будет равно

$$\frac{M_A}{M_{A_0}} = \frac{1}{\iota^2}. \qquad (427)$$

Таким образом начальный момент уменьшается здесь пропорционально квадрату тока, поступающего из сети, т. е. будет значительно меньше, чем при пуске с помощью трасформатора. Если требуется для рассмотренного в разделе с примера уменьшить пусковой ток в три раза ($\iota = 3$), то в данном случае мы получили бы $\frac{M_A}{M_{A_0}} = \frac{1}{9}$ или $M_A = 0{,}153 M_N$. Поэтому пуск в ход с помощью добавочного сопротивления практически применим лишь при очень малых начальных моментах. В этом случае, применяя простые выключатели, можно также получить несколько пусковых ступеней.

Свойствами, подобными имеющим место при пуске в ход с помощью добавочного сопротивления, обладает и метод [Л. 157], при котором статорная обмотка разделена на две (или больше) параллельные ветви, причем при неподвижном двигателе включается лишь одна ветвь, а при работе все они соединяются параллельно. Если при этом расположить ветви в различных пазах, то при пусковом соединении можно получить кажущееся сопротивление значительно большее, чем при рабочем, благодаря чему пусковой ток уменьшается.

с) Переключение статорной обмотки. Переключение со звезды на треугольник. Хорошие пусковые свойства, получающиеся при пуске в ход с помощью трансформатора, могут быть достигнуты и без него, если во время пуска произвести переключение статорной обмотки. При этом отпадает и увеличение потребления кажущейся мощности благодаря намагничивающему току трансформатора. Простейшая конструкция получилась бы при возможности отключать часть витков статорной обмотки так, чтобы при пуске включались все витки, а при работе лишь часть их. Увеличение числа витков в отношении $\frac{w_A}{w_B}$ равносильно при этом уменьшению напряжения на зажимах в отношении $\frac{w_B}{w_A}$, так как создаваемое статорной обмоткой вращающееся поле при том же обмоточном коэфициенте определяется отношением $\frac{U}{w}$ напряжения на зажимах к числу витков. Однако практического применения этот метод пуска не получил, так как при работе двигателя часть обмотки отключена, т. е. обмоточное пространство используется плохо.

Требуемые соотношения между числами последовательно соединенных витков статорной обмотки при пуске в ход и при работе могут быть, однако, получены и таким путем, при котором все части обмотки

при всех обстоятельствах обтекаются током. Так, например, можно разделить каждую фазу на две части, включаемые при пуске последовательно, а при работе параллельно. Еще проще переключение со звезды на треугольник, при котором фазы статорной обмотки включаются во время пуска в звезду, а по достижении числа оборотов, близкого к номинальному, переключаются на треугольник. При первом способе переключения фазовое напряжение уменьшается во время пуска в 2 раза, а при втором способе — в $\sqrt{3}$ раз. Если пренебречь влиянием магнитного напряжения в железе на поля рассеяния, то начальный момент и пусковой ток уменьшаются при этом в 4 и соответственно в 3 раза.

Переключение со звезды на треугольник благодаря своей простоте является самым распространенным способом пуска двигателей малой и средней мощности. При пуске в ход вхолостую развиваемый при неподвижном роторе момент (если сопротивление ротора подобрано соответственным образом) оказывается вполне достаточным, потребляемый же из сети пусковой ток при этом уменьшается довольно значительно. Однако здесь нельзя ограничиться суждением лишь о токе, имеющем место при включении, а нужно принимать во внимание еще и толчок тока, возникающий при переключении.

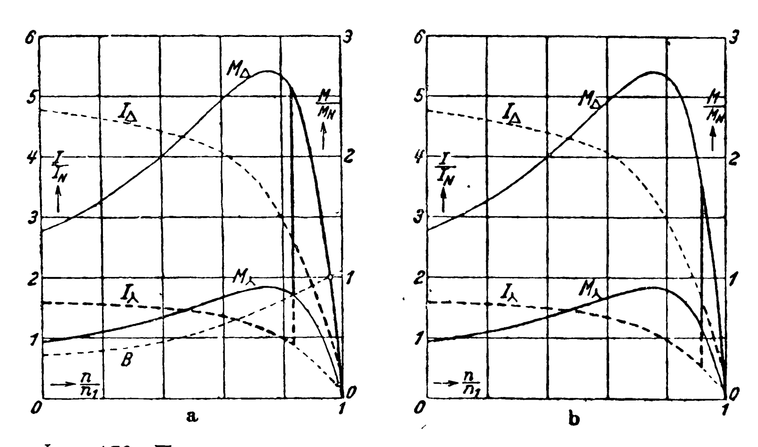
На фиг. 179, *а* показаны кривые вращающего момента $M_{\triangle}$ и пускового тока $I_{\triangle}$ в пределах относительных чисел оборотов $\frac{n}{n_1}$ от 0 до 1 для двигателя, рассмотренного в качестве примера в разделах В3 и В4 (фиг. 26). Эти кривые относятся к соединению обмотки в треугольник. Разделив ординаты на 3, получим вращающий момент $M_{\curlywedge}$ и ток $I_{\curlywedge}$ при соединении фаз обмотки в звезду.

При построении кривых фиг. 26 величина номинального момента M_N не была установлена, так как относительно сопротивлений двигателя мы делали лишь предположения. На фиг. 179, *а* номинальный момент выбран так, чтобы в момент пуска при соединении звездой $\frac{I_{\curlywedge}}{I_N} = 1{,}6$. Положение точки $M = M_N$ на кривой M в пределах встречающихся на практике чисел оборотов может быть произвольным, если только не возникают при этом недопустимые явления, вызванные насыщением. При том же весе обмоточной меди оно зависит только от выбора числа витков обмотки статора. Изменение числа витков в отношении $1:\alpha$ равносильно изменению напряжения на зажимах в отношении $\alpha:1$. Ординаты же кривых M и I пропорциональны α и при том же номинальном моменте точка M_N при изменении числа витков занимает на кривой M другое положение.

В нашем примере начальный момент составляет 0,46 M_N и при том же сопротивлении ротора и том же весе металла статорной обмотки не может быть увеличен путем изменения числа витков роторной обмотки без того, чтобы пусковой ток не сделался больше, чем 1,6-кратный номинальный ток. Так как с точки зрения потерь в роторе сопротивление роторной обмотки при увеличении мощности двигателя, как правило, уменьшается, пусковые свойства будут тем хуже, чем больше мощность двигателя. Поэтому переключение со звезды на треугольник,

как правило, пригодно лишь для относительно небольших начальных моментов.

На фиг. 179, *a* принято, что отнесенный к номинальному моменту момент нагрузки при неподвижном двигателе меньше, чем момент, развиваемый двигателем при соединении звездой, и что с увеличением числа оборотов он постепенно растет. Изменение этого момента показано тонкой пунктирной кривой *B*. В точке пересечения кривых M_{Δ} и *B* имеет место номинальный момент двигателя. При пуске в ход избыток $M_{\curlywedge}$ над *B* идет на ускорение ротора вплоть до точки пересечения кривых $M_{\curlywedge}$ и *B*, в которой наступает стационарный режим при соединении в звезду. Чтобы вызвать дальнейшее ускорение ротора, нужно переключить обмотку статора на треугольник. Изменение момента и тока при этом переключении показано жирными (сплошной и пунктирной) линиями. Особого внимания заслуживает значительный толчок тока,



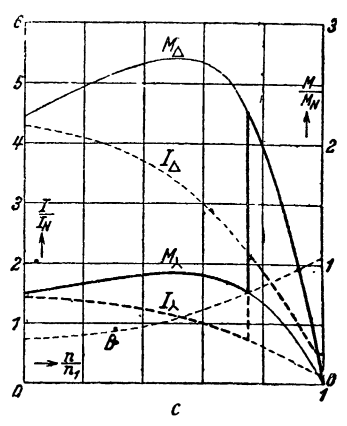
Фиг. 179. Переключение со звезды на треугольник для примера, показанного на фиг. 26; *a* — при моменте нагрузки *B*; *b* — при равенстве толчка тока во время переключения и пускового тока.

достигающий значения 2,6 I_N. Поэтому с точки зрения большого толчка тока пуска под нагрузкой следует избегать даже в том случае, когда момент нагрузки возрастает от относительно небольшого значения при неподвижном роторе до своей номинальной величины лишь постепенно, как предположено в данном случае.

Если поставить требование, чтобы толчок тока при переключении был не больше, чем при неподвижном роторе, например, 1,6 I_N, то получится характер изменения момента и тока, показанный жирными линиями на фиг. 179, *b*. Непосредственно перед переключением вращающий момент достигает лишь значения, равного 0,55 M_N, и при том же моменте нагрузки *B*, как на фиг. 179, *a*, двигатель не сможет развить числа оборотов, соответствующего моменту переключения на фиг. 179,*b*.

Пусковые свойства могут быть улучшены за счет увеличения сопротивления обмотки ротора. На фиг. 179, *c* показаны кривые тока и мо-

мента при удвоенном сопротивлении ротора. Тогда те же значения $M_{\triangle}$, $M_{\curlywedge}$, $I_{\triangle}$ и $I_{\curlywedge}$, что и на фиг. 179, *a*, получаются здесь при двойном значении скольжения [1]. Начальный момент при соединении звездой увеличился здесь в 1,59 раз, а пусковой ток уменьшился до 0,9 прежнего значения. Толчок тока при переключении также уменьшился, но все же достигает величины, равной 2,2 I_N, где I_N — номинальный ток, соответствующий фиг. 179, *a*. Улучшение произошло за счет увеличения вдвое джоулевых потерь в роторе, что в большинстве практических случаев недопустимо. Для доведения пускового тока до принятой нами еще допустимой величины 1,6 I_N можно было бы уменьшить число витков статорной обмотки на 10%, причем начальный момент увеличился бы еще на 21%. Толчок тока при переключении был бы тогда все же несколько больше, чем для фиг. 179, *a*.



Фиг. 179. Тот же пример, что и на фиг. 179, *a*, но при вдвое большем активном сопротивлении ротора.

В случае двигателей, предназначенных для работы, главным образом, в пусковом режиме, сопротивление ротора, как было указано в разделе 2с, выбирается достаточно большим, и от переключения отказываются.

Иногда при пуске в ход применяют несимметричные включения статорной обмотки [Л. 164] с целью уменьшения пускового тока или получения плавного пуска [Л. 165 и 167].

d) Смешанное включение. Основным недостатком переключения со звезды на треугольник является большой толчок тока при переключении. Он становится еще более заметным, чем на фиг. 179, *a*, если во время переключения число оборотов падает благодаря тормозящему действию момента нагрузки. Этого падения числа оборотов следует опасаться тем больше, чем больше нагрузка в момент переключения. Чтобы сделать это влияние по возможности безвредным, переключатели со звезды на треугольник выполняются б ы с т р о д е й с т в у ю щ и м и. Для уменьшения толчка тока можно переход звезды в треугольник осуществить через промежуточное смешанное соединение [Л. 159], показанное на фиг. 180. Обе части обмотки *a* и *b*, которые при смешанном соединении включены в звезду и в треугольник, могут быть расположены в одних и тех же или в различных пазах.

Если обозначить через w_1 число витков, через R_1 — активное сопротивление одной фазы при соединении звездой и через aw_1 — число витков части *a* обмотки, которая при смешанном соединении включена

---

[1] При той же кривой *B* момента нагрузки, что и на фиг. 179,*a*, двигатель вследствие большего скольжения не сможет развернуться до номинального момента, по фиг. 179,*c*.

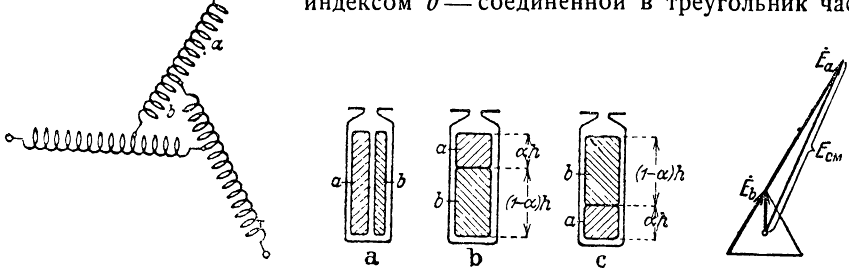
звездой (фиг. 180), то активное сопротивление статорной обмотки при смешанном соединении

$$R_{1\,см} = \left(a + \frac{1-a}{3}\right) R_1 = \frac{1+2a}{3} R_1 \tag{428}$$

не будет зависеть от положения частей обмотки в пазах. Что касается других сопротивлений обмоток, то мы сперва предположим, что обе части a и b расположены в одних и тех же пазах.

В этом случае реактивное сопротивление р а с с е я н и я п а з о в зависит от положения частей обмотки в пазах.

Предположим сперва, что о б е ч а с т и о б м о т к и л е ж а т в п а з у р я д о м (фиг. 181, a). Тогда отношение реактивных сопротивлений при смешанном соединении и при соединении звездой, относящихся к внутренней части поперечного потока паза, будет таким же, как и для части поперечного потока, проходящего поверх проводников. Будем относить реактивное сопротивление $X_{1N\,см}$ при смешанном соединении к реактивному сопротивлению X_{1N} при соединении звездой. Индексом a будем обозначать величины соединенной в звезду, а индексом b — соединенной в треугольник части



Фиг. 180. Смешанное включение.

Фиг. 181. Расположение частей обмотки в пазу.

Фиг. 182.

обмотки. Тогда абсолютная величина напряжения, индуктированного в части обмотки a поперечным потоком пазов, будет равна

$$E_a = \left| a^2 X_{1N} \dot{I}_a + a(1-a) X_{1N} \dot{I}_b \right|. \tag{429a}$$

Здесь первый член соответствует самоиндуктивности части a, а второй член — взаимоиндуктивности между частями a и b.

Принимая во внимание, что фазовый угол между $\dot{I}_a$ и $\dot{I}_b$ составляет 30° и что $I_b = \frac{I_a}{\sqrt{3}}$, получим

$$\left.\begin{aligned} E_a &= X_{1N} I_a \sqrt{\left[a^2 + \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{1}{\sqrt{3}}a(1-a)\right]^2 + \left[\frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{3}}a(1-a)\right]^2} = \\ &= a\sqrt{\frac{1+a+a^2}{3}}\,X_{1N} I_a. \end{aligned}\right\} \tag{429b}$$

Таким же путем находим

$$E_b = (1-a)\sqrt{\frac{1+a+a^2}{3}}\,X_{1N} I_a. \tag{429c}$$

Напряжения $\dot{E}_a$ и $\dot{E}_b$ находятся в фазе, так как они индуктируются одним и тем же потоком. Поэтому на основании фиг. 182 результирующее напряжение звезды

$$E_{см} = X_{1N\,см} I_a = \sqrt{E_a^2 + E_a E_b + \frac{1}{3} E_b^2} = \frac{1 + a + a^2}{3} X_{1N} I_a \qquad (430a)$$

и реактивное напряжение

$$X_{1N\,см} = \frac{1 + a + a^2}{3} X_{1N}. \qquad (430)$$

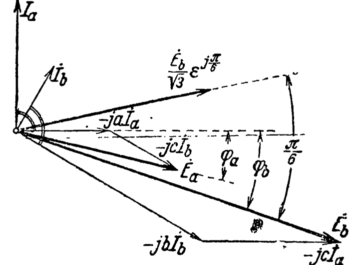
Если части обмотки a и b расположены в пазу друг над другом (фиг. 181, b и c), то определяемое ур. (430) отношение реактивных сопротивлений будет иметь силу лишь для той части реактивного сопротивления, которая соответствует внешнему поперечному потоку паза, полностью сцепленному с обеими обмотками. Что касается остальной части реактивного сопротивления, соответствующей внутреннему поперечному потоку паза, то для нее отношение сопротивлений должно быть еще выведено. Тем самым будет установлено и влияние расположения обмотки в пазу.

Для напряжений, индуктированных в частях обмотки a и b внутренним поперечным потоком паза, можно написать (фиг. 183)

$$\dot{E}_a = -ja\dot{I}_a - jc\dot{I}_b, \qquad (431a)$$

$$\dot{E}_b = -jb\dot{I}_b - jc\dot{I}_a, \qquad (431b)$$

где a и b являются коэфициентами, соответствующими самоиндукции, а c — взаимоиндукции обмоток a и b. Полное индуктированное напряжение звезды $\dot{E}_{см}$ (фиг. 182), соответствующее внутреннему поперечному потоку паза, равно сумме напряжений $\dot{E}_a$ и $\dot{E}_b \frac{\varepsilon^{j\frac{\pi}{6}}}{\sqrt{3}}$. Если части обмоток лежат в пазу друг над другом, то в общем случае $\dot{E}_a$ и $\dot{E}_b$ уже не будут в фазе. Мы знаем, однако, что $\dot{E}_{см}$ опережает ток $\dot{I}_a$ на четверть периода. Отсюда можно заключить, что напряжение $\dot{E}_{см}$ образуется лишь составляющими $\dot{E}_a$ и $\dot{E}_b \frac{\varepsilon^{j\frac{\pi}{6}}}{\sqrt{3}}$, находящимися в фазе с $j\dot{I}_a$, а перпендикулярные к ним составляющие уничтожаются (фиг. 183).



Фиг. 183. Векторная диаграмма в случае расположения частей обмотки друг над другом.

Таким образом

$$\left.\begin{aligned} E_{см} &= E_a \cos\varphi_a + \frac{E_b}{\sqrt{3}} \cos\left(\frac{\pi}{6} - \varphi_b\right) = E_a \cos\varphi_a + E_b \frac{\cos\varphi_b}{2} + \\ &+ E_b \frac{\sin\varphi_b}{2\sqrt{3}} = \left[\left(a + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{c}{\sqrt{3}}\right) + \frac{1}{2}\left(c + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{b}{\sqrt{3}}\right) + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{b}{2\sqrt{3}}\right] I_a \end{aligned}\right\} \qquad (431)$$

или

$$X_{1Ni\,см} = a + c + \frac{b}{3} \tag{432}$$

При определении величин a, b и c нужно иметь в виду способ расположения частей обмотки в пазу. Если часть обмотки a лежит у отверстия паза (фиг. 181, b) и если обозначить через X_{1Ni} внутреннее реактивное сопротивление при соединении звездой, то (см. раздел IIM1 тома I)

$$a = \alpha^2 \frac{\frac{\alpha h}{3}}{\frac{h}{3}} X_{1Ni} = \alpha^3 X_{1Ni}, \tag{432a}$$

$$b = (1-\alpha)^2 \frac{\frac{(1-\alpha)h}{3} + \alpha h}{\frac{h}{3}} X_{1Ni} = (1-\alpha)^2(1+2\alpha)X_{1Ni}, \tag{432b}$$

$$c = \alpha^2 (1-\alpha) \frac{\frac{h}{2}}{\frac{h}{3}} X_{1Ni} = \frac{3}{2} \alpha^2 (1-\alpha) X_{1Ni}. \tag{432c}$$

Отсюда

$$X_{1Ni\,см} = \frac{2 + 3\alpha^2 + \alpha^3}{6} X_{1Ni}. \tag{433}$$

Если же часть обмотки a расположена на дне паза (фиг. 181, c), то

$$a = \alpha^2 \frac{\frac{\alpha h}{3} + (1-\alpha)h}{\frac{h}{3}} X_{1Ni} = \alpha^2 (3 - 2\alpha) X_{1Ni}, \tag{434a}$$

$$b = (1-\alpha)^2 \frac{\frac{(1-\alpha)h}{3}}{\frac{h}{3}} X_{1Ni} = (1-\alpha)^3 X_{1Ni}, \tag{434b}$$

$$c = \frac{3}{2} \alpha (1-\alpha)^2 X_{1Ni} \tag{434c}$$

и

$$X_{1Ni\,см} = \frac{2 + 3\alpha + 6\alpha^2 - 5\alpha^3}{6} X_{1Ni}. \tag{434}$$

Сравнивая отношения реактивных сопротивлений, соответствующие внутреннему поперечному потоку паза, при расположениях обмоток по фиг. 181, a b, c [ур. (430), (433) и (434)], получим, например, для $\alpha = \frac{1}{2}$ ($w_a = w_b$) значения $\frac{X_{1Ni\,см}}{X_{1Ni}}$, равные 0,583, 0,479 и 0,729.

Если обмотка выполнена в виде двухслойной, с катушками одинаковой ширины (равной полюсному делению), то нужно брать значения средние из получаемых по ур. (433) и (434). Тогда для $\alpha = \frac{1}{2}$ значение $\frac{X_{1Ni\,см}}{X_{1Ni}} = 0{,}604$.

В том же соотношении, что и реактивные сопротивления рассеяния пазов [ур. (430)], находятся и реактивные сопротивления **рассеяния воздушного зазора** $\frac{X_{10\,см}}{X_{10}}$, так как ординаты кривой возбуждения поля пропорциональны внешнему поперечному потоку паза. Таким образом независимо от расположения обмоток в пазах

$$X_{10\,см} = \frac{1 + a + a^2}{3} X_{10}. \tag{435a}$$

Для отношения реактивных сопротивлений **рассеяния лобовых частей** при смешанном соединении и при соединении звездой получилось бы то же выражение, что и для активных сопротивлений [ур. (428)], если бы лобовые соединения обеих частей обмотки не влияли друг на друга. С другой стороны, мы получили бы то же отношение, что и для реактивных сопротивлений рассеяния пазов [ур. (430)], если бы лобовые соединения обеих частей обмотки были переплетены между собой. Считая, что в действительности мы получим среднее значение, можно написать

$$X_{1S\,см} = \frac{1 + 1{,}5a + 0{,}5a^2}{3} X_{1S}. \tag{435b}$$

Сопротивления роторной обмотки, которые для всех включений статора остаются одинаковыми, мы приводим к статорной обмотке. При этом нужно иметь в виду, что индуктированные вращающимся полем в обеих частях статорной обмотки напряжения находятся в фазе (фиг. 182). Таким образом отношение индуктированных в статорной обмотке напряжений звезды при смешанном соединении и при соединении звездой при том же токе [см. ур. (430a)] равно $\frac{1 + a + a^2}{3}$. Следовательно, соединение звездой, эквивалентное смешанному соединению, должно иметь число витков, равное $w_1 \sqrt{\frac{1 + a + a^2}{3}}$. Отсюда получаем

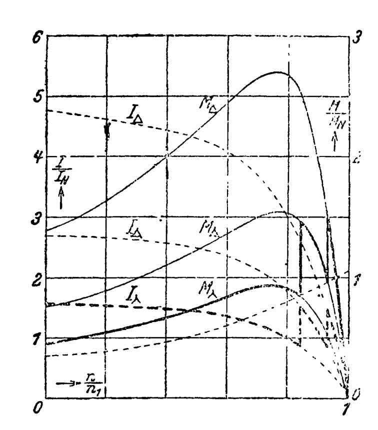
$$R'_{2\,см} = \frac{1 + a + a^2}{3} R'_2, \tag{436a}$$

$$X'_{2\sigma\,см} = \frac{1 + a + a^2}{3} X'_{2\sigma}, \tag{436b}$$

где R'_2 и $X'_{2\sigma}$ обозначают приведенные к статорной обмотке, соединенной в звезду, активное и реактивное сопротивления ротора.

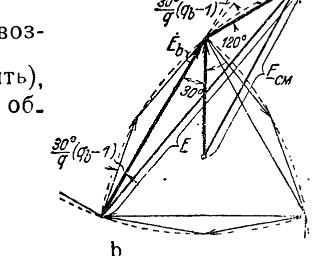
Теперь можно построить и кривые **вращающих моментов и токов** в функции числа оборотов для каждого частного случая. Если предположить, например, что части обмотки расположены в пазу рядом и что обе части имеют одинаковое число витков $\left(a = \frac{1}{2}\right)$, то, взяв для реактивных сопротивлений этих частей при соединении звездой значения $X_{1S} = 0{,}2\,X_\sigma$, $X_\sigma - X_{1S} = X_{1N} + X_{1o} + X'_{2\sigma} = 0{,}8\,X_\sigma$, получим согласно ур. (428), (430), (431) и (432) при смешанном соединении сопротивления $R_{1\,см} = 0{,}667\,R_1$, $R'_{2\,см} = 0{,}583\,R'_2$, $X_{\sigma\,см} = (0{,}2 \cdot 0{,}625 + 0{,}8 \cdot 0{,}583)\,X_\sigma = 0{,}591\,X_\sigma$.

На фиг. 184 показаны кривые вращающего момента и тока при соединении звездой, смешанном соединении и соединении треугольником для того же двигателя, для которого были приведены кривые на фиг. 179, a и b. Жирными линиями показаны вращающий момент и ток для случая, когда переключение со звезды на смешанное соединение и со смешанного соединения на треугольник происходит по достижении установившегося числа оборотов, причем предположено, что момент нагрузки изменяется по той же кривой, что и на фиг. 179, a и b. Из кривых видно, что в этом случае возможен пуск в ход под нагрузкой и притом при токе, не превосходящем 1,6-кратного номинального тока за время всего пускового периода.



Фиг. 184. Переключение со звезды на треугольник с промежуточным смешанным включением.

С точки зрения лучшего использования паза части обмотки могут быть размещены и в отдельных пазах. Для того чтобы в этом случае получить возможно меньшие гармоники, рекомендуется, как это предложил автор [Л. 160], применять катушки одинаковой ширины (равной полюсному делению) так, что, например, при $q = 3$ пазам на полюс и фазу одна часть обмотки получает $q_a = 1$, а другая $q_b = 2$ паза на полюс и фазу (фиг. 185, a). Тогда для статорной обмотки остается справедливым ур. (428) при $a = \frac{q_a}{q}$. В том же отношении, что и активные сопротивления, находятся и реактивные сопротивления X_{1N} рассеяния пазов. Отношение реактивных сопротивлений рассеяния воздушного зазора $\frac{X_{1o\,см}}{X_{1o}}$ получается из кривой возбуждения поля (которую можно построить), а отношение приведенных к статорной об-



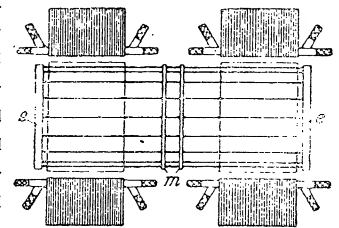
Фиг. 185. a — расположение частей обмотки в отдельных пазах; b — диаграмма напряжений.

мотке сопротивлений ротора может быть легко выведено из диаграммы напряжений при смешанном соединении, показанной на фиг. 185, b. Из этой диаграммы следует

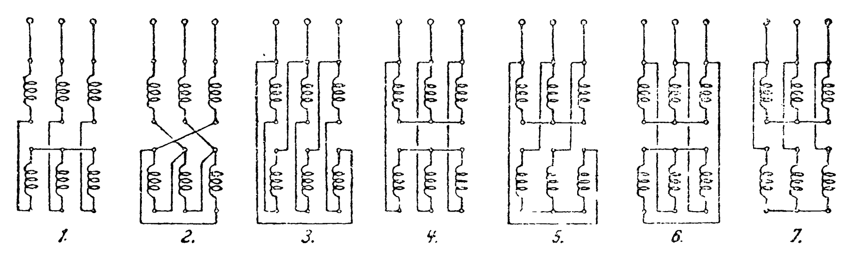
$$\left(\frac{w_{1\,см}}{w_1}\right)^2 = \left(\frac{E_{см}}{E}\right)^2 = \frac{(1-a)^2}{3}\left(\frac{\xi_b}{\xi}\right)^2 + a^2\left(\frac{\xi_a}{\xi}\right)^2 + \frac{(1-a)\,a}{\sqrt{3}}\,\frac{\xi_a\xi_b}{\xi^2}, \qquad (437)$$

где ξ — обмоточный коэфициент фазы при соединении звездой, ξ_a — обмоточный коэфициент части обмотки a и ξ_b — обмоточный коэфициент части обмотки b.

е) Двигатель с двойным статором. Двигатель с двойным статором имеет два расположенных рядом по оси статора с отдельными обмотками и два сидящих на одном валу ротора (фиг. 186) с общей обмоткой в виде беличьего колеса. Концевые кольца e этой клетки имеют возможно меньшее сопротивление, тогда как кольца m, расположенные между обоими роторами, выполняются с значительно большим сопротивлением. Если создаваемые статорными обмотками вращающиеся поля находятся в фазе, то двигатель с двойным статором имеет те же свойства, что и обычный двигатель. Кольца m не обтекаются током, и роторные токи замыкаются только через концевые кольца e. Если же оба вращающихся поля сдвинуты по фазе на полпериода, то индуктируемые ими в каком-либо стержне двойного ротора напряжения отдельных половин направлены друг против друга и роторные токи принуждены замыкаться через кольца m, благодаря чему пуск двигателя совершается с более значительным вращающим моментом. В течение пускового периода угол между вращающимися полями обоих статоров может постепенно изменяться от 180° до 0° путем поворачивания одного из статоров или с помощью включения промежуточного индукционного регулятора. Таким путем можно добиться такого же пуска в ход, как и у двигателя с контактными кольцами при бесконечно большом числе ступеней реостата.



Фиг. 186. Двигатель с двойным статором.



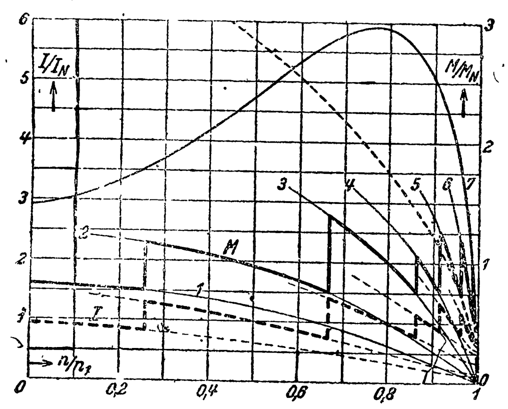
Фиг. 187. Ступени переключения обмоток двигателя с двойным статором.

Двигатель с двойным статором был предложен Бушеро еще в 1899 г. Особую конструкцию его представляет собой так называемый двигатель Брункена (Bruncken). Оба статора являются здесь неподвижными. Сдвиг вращающихся полей по фазе достигается переключением фаз обмоток, причем частично совершаются переключения и внутри отдельных фаз. На фиг. 187 показаны эти последовательные переключения.

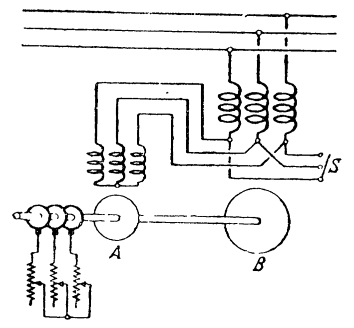
На 1-й ступени фазы обоих статоров включены друг против друга звездой, и роторные токи замыкаются исключительно через кольца m. На 2-й ступени обмотка одного статора соединена в треугольник, а дру-

гого последовательно с первой в звезду. При этом оба вращающихся поля сдвинуты на 120°. На 3-й ступени обе обмотки снова включены навстречу, но треугольником. На 4, 5, 6 и 7-й ступенях обмотки включены в звезду и соединены параллельно, причем переключение фаз производится так, что оба вращающихся поля постепенно поворачиваются друг относительно друга на углы 180°, 120°, 60° и 0°. Последнее (7-е) включение является рабочим.

На фиг. 188 показаны для четырехполюсного двигателя мощностью 15 kW кривые вращающего момента (тонкие сплошные кривые) и тока (тонкие пунктирные кривые) для семи ступеней переключения статорных обмоток. Жирные кривые изображают процесс пуска в предположении, что момент нагрузки за весь период пуска остается постоянным и равным $^3/_4$ номинального вращающего момента.



Фиг. 188. Ток и вращающий момент для переключений, показанных на фиг. 187.



Фиг. 189. Пуск в ход при помощи вспомогательного двигателя.

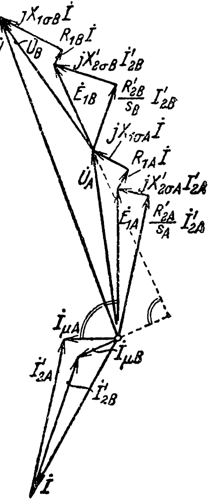
Мы не будем здесь останавливаться на расчете отдельных кривых этого двигателя и отсылаем интересующихся к специальной литературе [Л. 162 и 163]. Особый вид обмотки ротора для двигателя с двойным статором был предложен Каудерсом (Kauders) [Л. 163а].

f) Пуск в ход с помощью вспомогательного двигателя. Если включить последовательно первичные обмотки двух механически связанных индукционных двигателей (фиг. 1 9), то первичное напряжение распределится между обоими двигателями пропорционально их кажущимся сопротивлениям. Если цепь ротора одного двигателя (*B*) имеет очень малое, а цепь ротора другого двигателя (*A*) — очень большое активное сопротивление, то двигатель *A* возьмет на себя в неподвижном состоянии значительно большую часть первичного напряжения и при соответствующей величине сопротивления ротора разовьет большой вращающий момент при малом пусковом токе. Вращающий же момент двигателя *B* будет при этом ничтожен [Л. 169].

Если число пар полюсов двигателя *A* меньше, чем у двигателя *B*, то с увеличением числа оборотов кажущееся сопротивление двигателя *B* будет возрастать скорее, чем у двигателя *A*, т. е. напряжение на нем будет во время пуска возрастать, а напряжение на двигателе *A* падать.

Таким образом за время пускового периода двигатель B будет принимать все больше и больше участия в образовании вращающего момента, тогда как момент двигателя A в зависимости от величины сопротивления его ротора будет либо сперва еще возрастать, а затем уменьшаться, либо непрерывно уменьшаться.

Весь агрегат в целом стремится приобрести число оборотов, лежащее вблизи синхронизма двигателя B, несколько меньшее при увеличении нагрузки и несколько большее при теоретическом холостом ходе так, что остающийся еще небольшой момент двигателя A будет компенсирован генераторным моментом двигателя B.



Фиг. 190. Векторная диаграмма для схемы фиг. 189.

В этом, рабочем, состоянии большая часть напряжения сети приходится на двигатель B и развиваемый двигателем A вращающий момент практически равен нулю. Поэтому первичная обмотка двигателя A может быть без заметного толчка тока замкнута накоротко с помощью выключателя S. Если вспомогательный двигатель A имеет ротор с контактными кольцами, то напряжение на двигателе A и развиваемый им вращающий момент могут быть перед замыканием накоротко его первичной обмотки еще больше уменьшены путем замыкания накоротко его ротора.

Таким образом двигатель A служит исключительно для уменьшения пускового тока и для увеличения начального момента. При нормальной работе остается лишь двигатель B, который должен быть рассчитан исключительно с точки зрения к. п. д. и коэфициента мощности при номинальном режиме работы.

На фиг. 190 показана векторная диаграмма для агрегата по фиг. 189. Величины, относящиеся к отдельным двигателям, снабжены индексами A и B. Вследствие того что оба двигателя соединены последовательно, первичный ток $\dot{I}_{1A} = \dot{I}_{1B} = \dot{I}$. Намагничивающий ток $\dot{I}_{\mu A}$ отстает на четверть периода от индуктированного напряжения $\dot{E}_{1A}$, а намагничивающий ток $\dot{I}_{\mu B}$ на четверть периода от индуктированного напряжения $\dot{E}_{1B}$.

На основании уравнений напряжений можно показать, что конец вектора тока $\dot{I}$ описывает бициркулярный квартик [Л. 170]. Делая некоторые допущения, можно заменить эту кривую окружностью [Л. 172]. Для расчета пуска в ход знания кривой вектора тока не требуется. Для нахождения первичного тока мы лишь должны определить для каждого числа оборотов активную и реактивную составляющие кажущегося сопротивления каждого двигателя и найти результирующее кажущееся сопротивление. Тогда отношение напряжения сети U к результирующему кажущемуся сопротивлению и даст нам потребляемый из сети ток I. При этом следовало бы иметь в виду, что намагничивающий ток каж-

дого двигателя вследствие магнитного насыщения железа уменьшается несколько скорее, чем напряжение на зажимах. Вращающие моменты обоих двигателей определяются по токам I_{2A} и I_{2B} из ур. (30b) и (37a). Их сумма дает результирующий момент агрегата.

При определении тока и вращающего момента можно, не делая большой ошибки, намагничивающими токами пренебречь. Обозначим для сокращения отношение чисел пар полюсов двигателей B и A через

$$v = \frac{p_B}{p_A}. \tag{438}$$

Если обозначить через n_1 синхронное число оборотов двигателя B, через $s = s_B$ — его скольжение и через s_A скольжение вспомогательного двигателя A, то благодаря механической связи между двигателями число оборотов n и скольжение двигателя A будут определяться уравнениями

$$n = (1 - s)\, n_1 = (1 - s_A)\, v n_1, \tag{438a}$$

$$s_A = \frac{v - 1 + s}{v}. \tag{438b}$$

Активное сопротивление агрегата при скольжении s равно

$$R = R_{1A} + R_{1B} + \frac{v}{v - 1 + s} R'_{2A} + \frac{1}{s} R'_{2B}, \tag{439a}$$

а реактивное сопротивление

$$X_\sigma = X_{1\sigma A} + X_{1\sigma B} + X'_{2\sigma A} + X'_{2\sigma B}. \tag{439b}$$

Тогда на основании ур. (49) и (34a) приведенный к первичной обмотке вторичный ток

$$I'_2 = \frac{U - X_{1\sigma A} I_{\mu A} - X_{1\sigma B} I_{\mu B}}{\sqrt{R^2 + X_\sigma^2}} \approx \frac{U}{\sqrt{R^2 + X_\sigma^2}}. \tag{440a}$$

Вращающий момент, развиваемый агрегатом, согласно ур. (30b) и (37a), равен

$$M = M_A + M_B = \frac{m_1}{2\pi n_1}\left(\frac{R'_{2A}}{v - 1 + s} + \frac{R'_{2B}}{s}\right) I'^2_2. \tag{440b}$$

По этим формулам могут быть найдены ток и вращающий момент в функции скольжения $s = s_B$ рабочего двигателя B и построены соответствующие кривые.

Большие машины реактивной мощности целесообразно пускать в ход с помощью вспомогательного двигателя, так как при пуске в ход путем включения активных сопротивлений в цепь ротора роторная обмотка должна быть рассчитана на очень большой ток. Действительно, номинальный ток ротора пропорционален отношению номинальной мощности к напряжению **неподвижного** ротора. Наибольшее напряжение, допускаемое для роторных обмоток, ограничено приблизительно 2 000 V. Так как при пуске с помощью вспомогательного двигателя полное напряжение неподвижного ротора не может получиться, то ротор может

быть рассчитан, исходя из значительно более высокого напряжения в неподвижном состоянии, чем при пуске включением сопротивлений в цепь ротора. Контактные кольца машины реактивной мощности сперва замыкаются накоротко и лишь по окончании пуска и замыкании накоротко первичной обмотки вспомогательного двигателя (т. е. тогда, когда напряжение ротора составляет лишь небольшую долю полного напряжения при его неподвижном состоянии) включаются на возбудитель, служащий для регулирования реактивного тока.

4. Статорные обмотки с различными числами пар полюсов

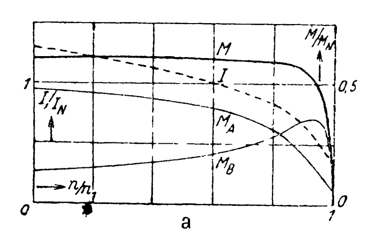
а) Последовательное соединение с пусковой обмоткой, имеющей меньшее число пар полюсов. Оба двигателя *A* и *B* в схеме фиг. 189 могут быть легко объединены в одну машину [Л. 168]. Статор имеет в этом случае две обмотки, которые могут быть расположены в одних и тех же пазах, а именно — рабочую обмотку *B* такую же, как у обычного двигателя, и пусковую обмотку *A* с числом пар полюсов меньшим, чем у рабочей обмотки. Во время пуска обе обмотки соединяются последовательно.

Ротор может быть снабжен двумя обмотками, одна из которых индуктивно связана лишь с рабочей обмоткой *B* и проектируется так, чтобы получить хороший к. п. д. при номинальном режиме. Другая роторная обмотка индуктивно связана либо только с пусковой обмоткой *A* или с обеими обмотками *A* и *B* и имеет относительно большое активное сопротивление. Так, например, роторная обмотка, имеющая то же число пар полюсов, что и обмотка *B*, может состоять из короткозамкнутых цепей, имеющих число последовательно соединенных стержней, равное числу полюсов рабочей обмотки, причем шаг берется равным полюсному делению, а пусковая роторная обмотка может быть обычной обмоткой в виде беличьей клетки или может представлять собой обмотку с контактными кольцами, выполненную с таким же числом пар полюсов, как и у обмотки *A*.

Ротор может иметь и всего навсего одну единственную короткозамкнутую обмотку, если каждая фаза состоит из нескольких последовательно соединенных проводников, расположенных в различных пазах (см. раздел D2). Согласно ур. (168а) и (168) приведенное к статорной обмотке сопротивление ротора обратно пропорционально квадрату обмоточного коэфициента роторной обмотки. Шаг последовательно соединенных стержней выбирается так, чтобы обмоточный коэфициент по отношению к рабочей обмотке был возможно ближе к единице, по отношению же к пусковой обмотке он должен быть настолько мал, чтобы удовлетворять требованиям, диктуемым желаемыми величинами начального момента и пускового тока. Тогда обмоточное пространство ротора получается полностью использованным как для рабочего числа пар полюсов, так и для пускового. Масса всей роторной обмотки, сечение которой должно быть взято настолько большим, насколько это допускает пазовое пространство, во время пуска служат для восприятия тепла, а при работе сопротивление этой роторной обмотки меньше, чем у ротора с беличьей клеткой, сопротивление которой должно выбираться значительно большим с точки зрения начального момента.

Если при такой роторной обмотке число пазов равно числу фаз обмотки (короткозамкнутых цепей), то наиболее простой с точки зрения технического выполнения будет конструкция (см. раздел D2a), при которой в каждом пазу ротора расположено столько же проводников, сколько их имеется в каждой фазе обмотки.

При этом токи, как это непосредственно следует из схемы соединений (фиг. 68 и 69, *a*), сдвинуты между собой по фазе на тот же угол, что и напряжения, индуктированные в отдельных проводниках одной фазы. Общий индуктированный одной из статорных обмоток полный ток одного роторного паза равен, таким образом, произведению числа проводников паза на ток и на обмоточный коэфициент роторной обмотки по отношению к числу пар полюсов данной статорной обмотки. Если проводники расположены в пазу рядом, то результирующий поток паза пропорционален, следовательно, обмоточному коэфициенту роторной обмотки. Если же проводники расположены друг над другом, то эта зависимость сохраняется по крайней мере для внешнего поперечного потока паза. Результирующие поперечные потоки пазов, в которых лежат последовательно соединённые проводники, принадлежащие к одной и той же фазе, сдвинуты по фазе на тот же угол, что и напряжения, индуктированные в проводниках одной фазы полем воздушного зазора. Таким образом (внешнее) реактивное сопротивление рассеяния пазов и реактивное сопротивление рассеяния в воздушном зазоре пропорциональны квадрату обмоточного коэфициента, так что приведенное к статорной обмотке реактивное сопротивление в большей своей части не зависит от обмоточного коэфициента роторной обмотки (см. раздел G2b). Таким образом уменьшение обмоточного коэфициента роторной обмотки сказывается почти исключительно на приведенном **активном**, но не на реактивном сопротивлении.

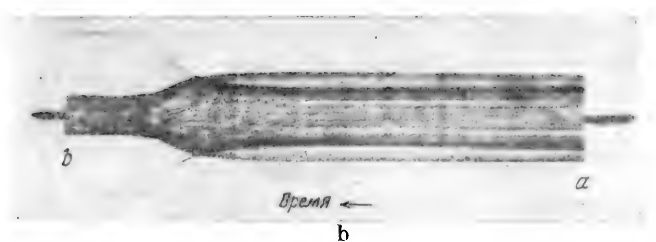


Фиг. 191. Ток и вращающий момент при последовательном соединении рабочей обмотки с пусковой обмоткой, имеющей половинное число полюсов.

Определение тока и вращающего момента совершается здесь по тем же уравнениям, которые были выведены в разделе 3f. Изменение результирующего вращающего момента в течение пускового периода зависит от величины приведенных к статорной обмотке сопротивлений ротора и от числа витков пусковой обмотки. В зависимости от выбора этих величин можно получить в период пуска постоянный, постепенно растущий или постепенно падающий момент. На фиг. 191, *a* представлены найденные для одного определенного случая по опытам холостого хода и короткого замыкания вращающие моменты и пусковой ток I (отнесенные к номинальным значениям) в функции относительного числа оборотов. Здесь M_A — момент, создаваемый пусковой обмоткой, M_B — момент, создаваемый рабочей обмоткой, и M — их сумма.

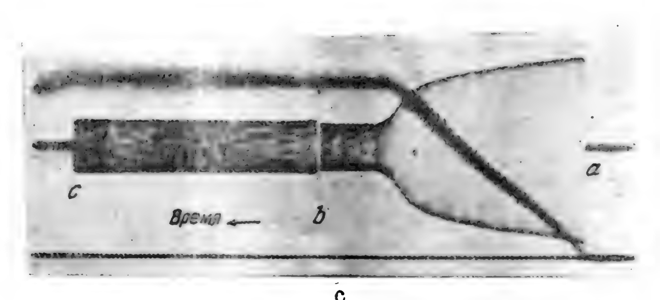
Кривые построены для двигателя номинальной мощностью 3,7 kW при 1 500 об/мин, с двухполюсной пусковой обмоткой, соединением

рабочей обмотки в треугольник, $\frac{w_A}{w_B}=\frac{5}{14}$, $\xi_{2A}=0{,}161$ [1]. Остальные данные см. [Л. 170]. Пусковой ток имеет здесь величину, в 1,43 раза большую, чем номинальный ток, а начальный момент составляет 0,6 номинального. При пуске же без пусковой обмотки и при соединении рабочей обмотки в звезду пусковой ток в 2,59 раза больше номинального, а начальный момент составляет 0,46 номинального. На фиг. 191, *b* показана осциллограмма напряжений на пусковой и рабочей обмотках в функции времени. В момент *a* двигатель включается и бо́льшая часть напряжения сети ложится на пусковую, а меньшая—на рабочую обмотку.



b

Фиг. 191. Распределение напряжения на пусковой и рабочей обмотках.



c

Фиг. 191. Ток и вращающий момент во время разбега.

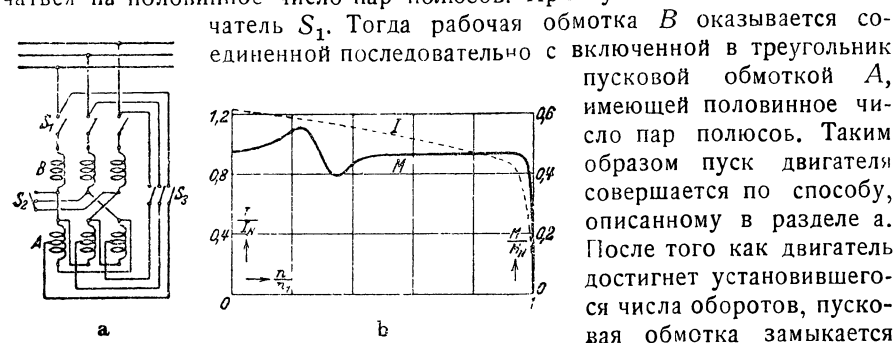
Оба напряжения вначале остаются приблизительно постоянными, а затем напряжение на пусковой обмотке падает, а на рабочей возрастает. В момент *b* пусковая обмотка замыкается накоротко. На фиг. 191, *c* показаны осциллограммы тока и числа оборотов в функции времени при холостом ходе двигателя с ременным шкивом. Число оборотов измерялось напряжением на якоре соединенного с двигателем генератора постоянного тока, чем и объясняется наличие гармоник в кривой числа оборотов. В момент *a* двигатель включается, в момент *b* пусковая обмотка замыкается накоротко, и в момент *c* двигатель отключается от сети.

---

[1] В [Л. 170] уравнение для ξ_{2A} должно иметь вид:

$$\xi_{2A}=\frac{\sin 3\cdot 52{,}5^\circ}{3\sin 52{,}5^\circ}=0{,}161.$$

b) Последовательное соединение с пусковой обмоткой, имеющей меньшее число пар полюсов и допускающей переключение на разное число пар полюсов. Недостатком метода пуска, описанного в разделе a, является плохое использование обмоточного пространства благодаря наличию пусковой обмотки A, даже при сечении ее проводников, значительно меньшем, чем у обмотки B, так как обмотка A обтекается током лишь во время пуска. Для того чтобы использовать пусковую обмотку A и при рабочем режиме, можно ее выполнить с переключением числа полюсов и во время работы переключать ее на то же число пар полюсов, которое имеет рабочая обмотка B. Схема включения статорных обмоток, показанная на фиг. 192, *a* [Л. 173], позволяет осуществлять это переключение без прерывания цепи тока. Здесь рабочая (B) и пусковая (A) обмотки выполнены на одинаковое число пар полюсов, но пусковая обмотка может, кроме того, переключаться на половинное число пар полюсов. При пуске замыкается выключатель S_1. Тогда рабочая обмотка B оказывается соединенной последовательно с включенной в треугольник пусковой обмоткой A, имеющей половинное число пар полюсов. Таким образом пуск двигателя совершается по способу, описанному в разделе a. После того как двигатель достигнет установившегося числа оборотов, пусковая обмотка замыкается накоротко выключателем S_2 и двигатель работает только с обмоткой B. Теперь пусковая обмотка может быть без разрыва главной цепи переключена на число пар полюсов рабочей обмотки и присоединена к рабочей обмотке параллельно. Это переключение может производиться так, как указано в разделах 37B и D книги „Якорные обмотки“ (фиг. 291, *a* и *b*), т. е. путем включения двух частей, на которые разделена каждая фаза, параллельно и в звезду, причем одновременно происходит перекрещивание двух фаз. Производится это очень просто при помощи замыкания выключателя S_3. В этом случае при работе двигателя обе обмотки использованы полностью.



Фиг. 192. *a* — пусковая схема без размыкания главной цепи при переключении числа полюсов; *b* — ток и вращающий момент двигателя на 500 kW при 750 об/мин.

При такой схеме число витков пусковой обмотки уже не может быть взято произвольным. Для того чтобы при работе двигателя обе обмотки B и A имели одно и то же число витков, число витков w_A одной фазы пусковой обмотки при половинном числе пар полюсов должно быть вдвое больше, чем у рабочей обмотки B. Таким образом отношение приведенного к звезде числа витков w'_A пусковой обмотки A к числу витков рабочей обмотки B при пуске в ход равно $\frac{w'_A}{w_B} = \frac{w_A}{\sqrt{3}\, w_B} = \frac{2}{\sqrt{3}}$.

При таком соотношении чисел витков получается относительно небольшой начальный момент, который, однако, как правило, вполне достаточен при пуске вхолостую, как это всегда имеет место для машин реактивной мощности и двигатель-генераторов. Если требуется больший начальный момент, то можно число витков w_A взять меньшее, если в цепь выключателя S_3 ввести еще дополнительную обмотку с w_Z витками на фазу. Эта дополнительная обмотка должна иметь такое же число пар полюсов, как и рабочая обмотка, и должна быть включена так, чтобы $\frac{w_A}{2} + w_Z = w_B$.

И в этом случае на роторе устраивается рассмотренная в разделе a короткозамкнутая обмотка с несколькими проводниками на фазу. При выборе обмоточных шагов нужно по возможности обращать внимание на то, чтобы вращающие моменты от высших гармоник, вызываемые пусковой обмоткой при половинном числе пар полюсов, приносили возможно меньше вреда. Особенное внимание следует обращать на 5-ю и 7-ю гармоники. Момент, создаваемый 5-й гармоникой, ослабляет начальный момент (см., например, фиг. 129). Если выбрать обмоточные шаги пусковой обмотки так, чтобы обмоточный коэфициент 5-й гармоники (ξ_{2A5}) был равен нулю, то создаваемый этой гармоникой момент исчезает. При известном значении ξ_{2A5} при неподвижном роторе имеет место как раз опрокидывающий момент 5-й гармоники Этого значения ξ_{2A5} следует, по возможности, избегать. Целесообразнее тогда брать ξ_{2A5} близким к единице. Момент, создаваемый 7-й гармоникой, усиливает начальный момент при неподвижном роторе, но при числе оборотов выше синхронного по отношению к 7-й гармонике, т. е. при $n > 0{,}285 n_{1B}$, вызывает провал. Это число оборотов лежит тем выше и момент от 7-й гармоники проявляет себя тем слабее, чем меньше ξ_{2A7}.

Для того чтобы показать, каковы будут пусковые свойства при простой схеме фиг. 192, *a* (т. е. без дополнительной обмотки), приведем результаты расчетов (пренебрегая намагничивающим током) для двигателя номинальной мощностью 500 kW при 750 об/мин. Ротор имеет 80 пазов. Шаги по пазам для роторной обмотки с 4 проводниками в фазе взяты равными $\eta_1 = 8$, $\eta_2 = 9$, $\eta_3 = 8$. Тогда $\xi_{2B1} = 0{,}847$, $\xi_{2A1} = 0{,}137$, $\xi_{2A5} = 0$, $\xi_{2A7} = 0{,}946$. Пусковой ток и момент показаны на фиг. 192, *b* в функции числа оборотов. Пусковой ток в 1,22 раза больше номинального, а начальный момент составляет 0,47 номинального, в то время как при рабочем соединении обмоток пусковой ток в 3,8 раза больше номинального, а начальный момент составляет 0,31 номинального момента.

c) Пуск в ход с помощью обмотки, имеющей большее число пар полюсов. Рассмотренные в разделах a и b пусковые схемы с пусковой обмоткой, имеющей меньшее число пар полюсов, позволяют сильно уменьшить пусковой ток, но не дают возможности получить значительные пусковые моменты, требуемые, например, для подъемников. Для получения больших начальных моментов более подходящей является пусковая обмотка, имеющая большее число пар полюсов. Обозначим

индексом B величины, относящиеся к рабочей обмотке, а индексом A — относящиеся к пусковой обмотке, имеющей иное, в данном случае большее, число пар полюсов p_A, чем p_B, и предположим, что максимальное значение основной гармоники индукции в воздушном зазоре для обеих обмоток одно и то же. Тогда при том же напряжении на зажимах отношение чисел последовательно соединенных витков должно быть равно

$$\frac{w_A}{w_B} = \frac{\xi_B p_A}{\xi_A p_B}. \tag{441a}$$

Тогда для ротора в виде беличьей клетки, если пренебречь сопротивлением колец, отношение приведенных к первичной обмотке сопротивлений ротора согласно ур. (168) равно

$$\frac{R'_{2A}}{R'_{2B}} = \frac{X'_{2A}}{X'_{2B}} = \left(\frac{\xi_A w_A}{\xi_B w_B}\right)^2 = \left(\frac{p_A}{p_B}\right)^2. \tag{441b}$$

Реактивные сопротивления статорной обмотки, соответствующие поперечному потоку паза, согласно ур. (376) тома I находятся в следующем соотношении:

$$\frac{X_{1NA}}{X_{1NB}} = \left(\frac{w_A}{w_B}\right)^2 = \left(\frac{\xi_B p_A}{\xi_A p_B}\right)^2. \tag{441c}$$

Приняв, что $\xi_A \approx \xi_B$, что соответствует случаю, когда для обеих пар полюсов имеются отдельные обмотки и отсутствует переключение одной из обмоток на другое число полюсов, получим, что приведенное к первичной обмотке сопротивление ротора и реактивное сопротивление статора, вызванное рассеянием пазов, увеличиваются пропорционально квадрату отношения чисел пар полюсов p_A и p_B. Остальные реактивные сопротивления статора также сильно увеличиваются, но по другим законам. Грубо приближенно можно считать, что отношение пусковых токов равно

$$\frac{I_A}{I_B} \approx \frac{I'_{2A}}{I'_{2B}} \approx \frac{p_B}{p_A}. \tag{441}$$

Отношение внутренних мощностей согласно ур. (30b) при $s = 1$

$$\frac{N_{iA}}{N_{iB}} = \frac{R'_{2A} I'^2_{2A}}{R'_{2B} I'^2_{2B}} \approx 1. \tag{442}$$

Принимая еще во внимание, что синхронные числа оборотов обратно пропорциональны числам пар полюсов, получим следующее отношение вращающих моментов:

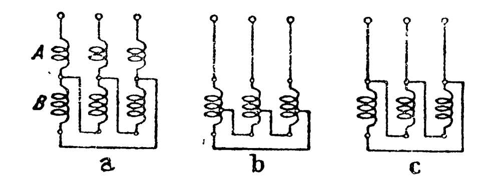
$$\frac{M_A}{M_B} \approx \frac{p_A}{p_B}. \tag{442a}$$

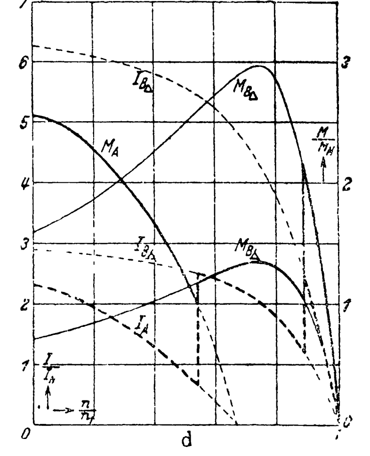
Таким образом отношение начальных моментов, отнесенных к потреблению кажущейся мощности, будет равно

$$\frac{\dfrac{M_A}{N_{sA}}}{\dfrac{M_B}{N_{sB}}} = \left(\frac{p_A}{p_B}\right)^2. \tag{443}$$

Отсюда следует, что при помощи обмотки, имеющей большее число пар полюсов, можно получить большой начальный момент при малом пусковом токе, в особенности, если так спроектировать роторную обмотку, чтобы ее активное сопротивление при большем числе пар полюсов было больше, чем при меньшем, рабочем, числе пар полюсов. Большим недостатком этого пускового метода является, однако, то, что при обычных числах пар полюсов рабочей обмотки большее число пар полюсов пусковой обмотки получается настолько большим, что стационарное рабочее состояние при пусковой обмотке достигается при относительно малом числе оборотов, благодаря чему при переключении на рабочую обмотку получается большой толчок тока.

Для уменьшения этого толчка тока можно при переходе от пусковой обмотки к рабочей осуществить две ступени переключения рабочей обмотки. Однако простое переключение со звезды на треугольник здесь неприменимо, так как при соединении звездой вращающий момент не имел бы достаточной величины. Поэтому практически переходная ступень пере-





Фиг. 193. *a* — пусковая схема с пусковой обмоткой на большее число полюсов; *b* — промежуточное соединение; *c* — рабочее соединение; *d* — ток и вращающий момент.

ключения рабочей обмотки осуществляется как смешанное соединение (фиг. 180), а рабочая ступень как включение треугольником. На первой (пусковой) ступени остается лишь одна пусковая обмотка *A* с большим числом пар полюсов или применяется ее последовательное соединение с включенной треугольником рабочей обмоткой *B*. Последняя схема имеет то преимущество, что пусковая обмотка, которая работает лишь во время первой части пускового периода, имеет здесь меньшее число витков. Наиболее целесообразная схема пуска показана на фиг. 193, *a* — *c*. Здесь *a* — пусковая ступень, *b* — промежуточная и *c* — рабочая.

На фиг. 193, *d* показан пусковой процесс двигателя с короткозамкнутым ротором, номинальной мощностью 5,5 kW при 1 500 об/мин. Начальный момент здесь в 2,5 раза превышает номинальный, причем предположено, что вращающий момент во время пуска не должен быть ниже номинального.

Статор имеет 36 пазов и на нем расположена шестиполюсная, соединенная в звезду, пусковая обмотка с 114 последовательно соединенными витками на фазу. Четырехполюсная рабочая обмотка имеет на фазу 222

последовательно соединенных витка. Из 37 проводников, лежащих в каждом пазу, 25 принадлежат части обмотки a (фиг. 180) и 12 — части обмотки b. Таким образом $a = \frac{25}{37} = 0,675$. На роторе имеется 43 паза и его обмотка является короткозамкнутой обмоткой по фиг. 69, a с двумя стержнями на фазу и шагом $\eta = 13$.

Первоначально пусковая обмотка соединяется в звезду, рабочая — в треугольник и обе включаются последовательно (фиг. 193, a). Пусковой ток получается в 2,3 раза, а начальный момент в 2,55 раза больше номинальных значений. Когда момент понизится до номинальной величины ($n = 0,54\ n_1$), пусковая обмотка отключается, а рабочая обмотка переводится в смешанное соединение (фиг. 193, b). При этом ток увеличивается в 2,5 раза, а момент в 1,2 раза по сравнению с номинальными значениями. При этом соединении момент растет постепенно до значения, в 1,35 раза превышающего номинальное, а затем снова уменьшается. После того как момент снова упадет до номинальной величины ($n = 0,89\,n_1$), рабочая обмотка переключается на треугольник (фиг. 193, c). Ток снова возрастает в 2,45, а момент в 2,1 раза по сравнению с номинальными значениями. Далее ток и момент снова постепенно падают, пока двигатель не придет к стационарному состоянию.

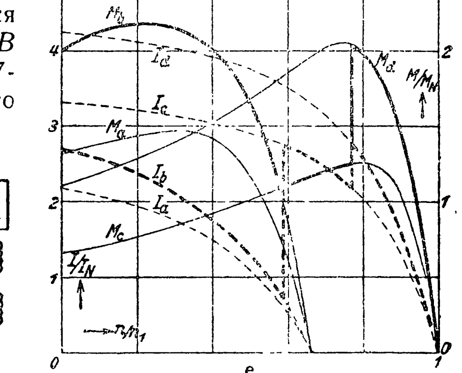
Если бы на пусковой ступени a включалась только пусковая обмотка A, то при 132 витках на фазу мы получили бы пусковой ток в 1,9 раза больше номинального тока и начальный момент в 3,2 раза больше номинального момента. Однако с увеличением числа оборотов момент падал бы быстрее, чем при последовательном соединении обмоток A и B.

d) Последовательное соединение с пусковой обмоткой, имеющей большее число пар полюсов без разрыва цепи тока. В рассмотренной только что схеме недостатком является необходимость разрыва цепи тока при переходе на смешанное рабочее соединение и при переходе с этого соединения на включение треугольником. Другим недостатком является необходимость вывода наружу 12 концов обмотки для возможности переключения.

Если соединить сперва пусковую и рабочую обмотки последовательно и ввести при переходе от пусковой обмотки к рабочей добавочное сопротивление (перед рабочей обмоткой), то переключение можно производить без разрыва цепи тока и, кроме того, понадобится вывести наружу лишь шесть концов [Л. 174]. Схема пуска для этого случая показана на фиг. 194, a—d. Здесь имеются 4 пусковых ступени и в качестве добавочного сопротивления взято активное сопротивление R. На фиг. 194, e показан процесс пуска для того же двигателя, что и на фиг. 193, d. Пусковая обмотка A имеет в этом случае на фазу 84 последовательно соединенных витка, рабочая обмотка B 156 витков и сопротивления относятся, как $R_R : R_B : R_A = 1,2 : 1 : 1,6$.

Для схем фиг. 194, a — d имеют силу показанные на фиг. 194, e кривые $I_a \ldots I_d$ и $M_a \ldots M_d$. Ступень a является лишь предварительной и устраивается только при необходимости особенно плавного пуска в ход. При этом пусковой ток в 2,15 раза больше номинального, а начальный момент в 1,32 раза больше номинального.

Как правило, однако, включение двигателя на сеть производится непосредственно по схеме *b*. Для этого случая процесс пуска выделен на фиг. 194, *e* жирными линиями, причем принято, что момент не должен падать ниже номинального значения и толчки тока не должны больше чем в 2,7 раза превышать номинальный ток. При пуске в ход ток в 2,68 раза, а момент в 2 раза превышают номинальные значения. Когда вращающий момент падает до номинальной величины, происходит переключение на ступень *c*, т. е. вводятся сопротивления *R* и замыкается накоротко пусковая обмотка *A*. Ток увеличивается в 2,7 раза, а момент в 1,1 раза по сравнению с номинальными значениями. Когда ток упадет до значения, в 2,15 раза превышающего номинальный, сопротивления замыкаются накоротко и остается включенной лишь рабочая обмотка *B* (ступень *d*). Ток возрастает до 2,7-кратного, а момент до 2-кратного номинальных значений. На этой рабочей ступени двигатель и достигает стационарного режима.



Фиг. 194. *a* — *d* — пусковая схема без размыкания цепи тока; *e* — ток и вращающий момент.

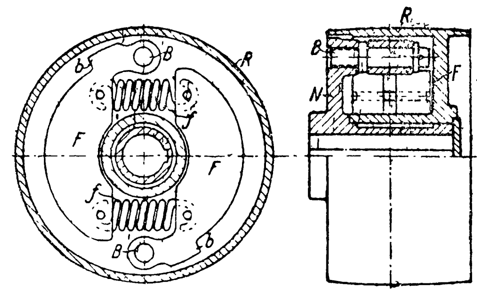
5. Центробежные муфты

а) Цель устройства центробежных муфт. В разделах 3b и с было выяснено, что обычный двигатель с ротором в виде беличьей клетки с простым переключением со звезды на треугольник или с включением добавочного сопротивления в цепь статора пригоден лишь для пуска в ход вхолостую. При холостом ходе двигатель уже при соединении звездой достигает числа оборотов, близкого к синхронному, благодаря чему при переключении на треугольник получается лишь незначительный толчок тока.

Поэтому был разработан целый ряд центробежных муфт и центробежных ременных шкивов, позволяющих пускать двигатель вхолостую и лишь вблизи синхронного числа оборотов постепенно включающих с помощью центробежных сил части муфты или шкива, соединенные с нагрузкой.

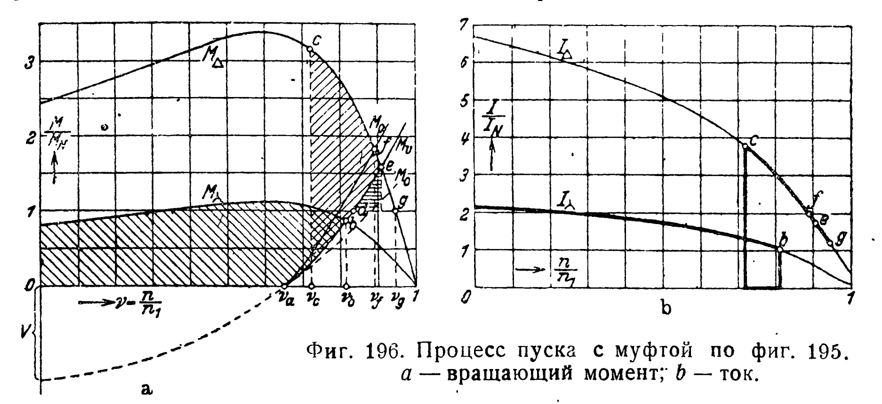
В последние годы центробежные муфты потеряли свое значение. Для большинства приводов можно применять пуск двигателя вхолостую [Л. 176], в тех же случаях, когда требуются более значительные начальные моменты, можно допускать и больший пусковой ток, поскольку сейчас

требования электростанций в отношении ограничения пусковых токов значительно смягчены. Во многих случаях можно также заменить обычный двигатель с центробежной муфтой двигателем с вытеснением тока. Поэтому в дальнейшем мы рассмотрим лишь принципы устройства центробежных муфт, а интересующиеся подробностями конструкций найдут их в старой литературе по этому вопросу [Л. 128].



Фиг. 195. Центробежная муфта с пружинным натяжением.

b) Центробежная муфта с пружинным натяжением. На фиг. 195 показана конструкция такой муфты, выполненной в виде ременного шкива. На валу двигателя наглухо укреплена втулка N с болтами B. На этих болтах расположены центробежные включатели F. Пружины f создают предварительное натяжение, благодаря чему включатели F могут поворачиваться вокруг болтов B лишь при достижении ротором значительного числа оборотов. Ременный шкив R свободно сидит на втулке N и постепенно доводится до номинального числа оборотов двигателя, когда выступы b под действием центробежных сил начнут прижиматься к внутренней поверхности шкива R. Процесс пуска показан на фиг. 196, a в предположении, что двигатель пускается по методу переключения со звезды на треугольник [Л. 179]. На фиг. 196, b показано изменение тока статора.



Фиг. 196. Процесс пуска с муфтой по фиг. 195. a — вращающий момент; b — ток.

Центробежная сила пропорциональна квадрату числа оборотов двигателя. Таким образом при постоянном коэфициенте трения, как только сила пружины будет преодолена центробежной силой, момент трения будет изменяться по закону параболы. Эта парабола показана на фиг. 196, a кривой M_c, причем предположено, что при относительном числе оборотов $\nu = \frac{n}{n_1} = \nu_a$ натяжение пружин f как раз уравновешивается центробежными силами, т. е. выступы b касаются внутренней

поверхности шкива R. Парабола продолжена вниз, и отрезок V на оси ординат соответствует натяжению пружин.

В действительности, однако, коэфициент трения не является постоянным, а несколько увеличивается с увеличением относительной скорости трущихся поверхностей. Поэтому и момент трения изменяется несколько круче, чем по закону параболы. В несколько преувеличенной степени он может изображаться кривой M_v, если между трущимися поверхностями существует еще скольжение. В состоянии относительного покоя между трущимися поверхностями, т. е. когда шкив захвачен колодками, коэфициент трения еще больше, и момент трения будет изменяться приблизительно по кривой M_0 (фиг. 196, *а*). Ее пересечение с кривой $M_{\triangle}$ дает тогда вращающий момент, передаваемый шкивом, который с точки зрения возможной перегрузки должен быть достаточно большим. Эта же возможность перегрузки определяет и относительное число оборотов ν_b, а следовательно, и натяжение пружины, которое должно иметь возможно большую величину для того, чтобы ограничить толчок тока при переключении.

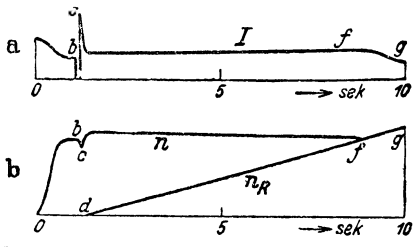
Процесс пуска протекает следующим образом:

При соединении звездой двигатель разворачивается до числа оборотов, соответствующего точке пересечения b кривых $M_{\curlywedge}$ и M_v. При относительном числе оборотов ν_a начинается трение между выступами b и шкивом R (фиг. 195) и двигатель переходит от относительного числа оборотов ν_a до ν_b, нагружаясь соответственно кривой M_v мощностью, превращающейся в теплоту трения, если только момент нагрузки на шкиве больше величины, соответствующей вращающему моменту в точке пересечения b. Ускорение двигателя совершается за счет избыточного момента, показанного площадью, заштрихованной слева направо вниз, причем ничтожным моментом трения при холостом ходе и вентиляционным моментом мы пренебрегаем. Поступающий из сети ток изменяется в этот период пуска по кривой $I_{\curlywedge}$ на фиг. 196, b до точки b.

При переключении на треугольник ток на короткий промежуток времени прерывается и относительное число оборотов падает от ν_b до ν_c. Двигатель начинает увеличивать теперь свою скорость благодаря избытку вращающего момента $M_{\triangle}$ над моментом трения M_v (площадь, заштрихованная справа налево вниз) до относительного числа оборотов ν_e, соответствующего точке e. При этом шкив остается в покое, пока момент нагрузки, который мы в данном случае предполагаем равным номинальному вращающему моменту, больше момента трения. Это продолжается до точки d. При относительном числе оборотов ν_d, соответствующем этой точке, начинается ускорение ременного шкива, пока не будет достигнуто относительное число оборотов ν_e. Так как имеющийся на этом отрезке избыток момента, идущий на ускорение, мал (горизонтально заштрихованная площадь), то проходит относительно большое время, пока шкив достигнет числа оборотов ν_e. За этот отрезок времени число оборотов шкива постепенно возрастает. Так как относительная скорость между шкивом и валом двигателя все время уменьшается, то коэфициент трения увеличивается. Вследствие этого число оборотов двигателя снова несколько падает. Когда, наконец, происходит полный

захват муфты, коэфициент трения увеличивается до значения, соответствующего состоянию покоя, т. е. соответствующего моменту трения, изображенному кривой M_0, и двигатель и шкив достигают относительного числа оборотов ν_f, соответствующего точке пересечения кривых M_Δ и M_0. Начиная с этой скорости, двигатель и шкив уже вместе увеличивают число оборотов до относительного значения ν_g, соответствующего точке g номинальной работы двигателя. Ток за время этого процесса изменяется по кривой I_Δ (фиг. 196, b).

На фиг. 197, a и b показаны амплитудные значения тока и значения чисел оборотов двигателя n и шкива n_R, полученные из осциллограмм, снятых для двигателя номинальной мощностью 4 kW [Л. 179], а также соответствующие фиг. 196, a точки b, c, d, f и g. При этом возникающие в моменты переключений толчки тока, вызванные уравнительными процессами (см. на фиг. 191, c в точках a внизу и b) оставлены без внимания, так как они продолжаются лишь в течение приблизительно одного периода тока и поэтому не имеют практического значения. Полученные по истечении 10 сек. значения приблизительно соответствуют номинальной работе. Время переключения со звезды на треугольник продолжается около 0,1 сек. Если переключение происходит при помощи быстродействующего переключателя (время переключения около 0,003 до 0,01 сек.), то толчок тока получается значительно меньшим.



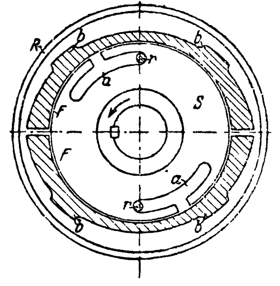
Фиг. 197. a — ток; b — число оборотов при пуске с помощью муфты по фиг. 195.

c) Центробежные муфты замедленного действия. Муфта Альбо. Возникающий при переключении со звезды на треугольник толчок тока тем меньше, чем больше число оборотов в момент переключения, а это число оборотов в свою очередь тем больше, чем меньше нагрузка двигателя при соединении в звезду. Поэтому были сконструированы центробежные муфты, при которых сцепление происходит лишь после переключения обмотки статора на треугольник. Особенно следует упомянуть о двух типах таких муфт. В первом типе благодаря особому механическому устройству возникает замедление сцепления, а во втором типе радиальное движение фрикционных колодок при соединении звездой задерживается и становится свободным лишь после переключения на треугольник. На втором типе (так называемая муфта Альбо) мы остановимся несколько подробнее, так как в последнее время к нему снова возник повышенный интерес.

В разделе А9 тома III было показано, что при включении цепи тока возникает постоянный ток, спадающий по экспоненциальной кривой, осуществляющей плавный переход от тока, равного нулю, до тока, равного установившемуся значению. При включении трехфазной статорной обмотки индукционного двигателя в каждой фазе возникает такой постоянный ток. Сумма этих постоянных токов равна нулю, но в симметричной многофазной обмотке она вызывает спадающее поле в воздуш-

ном зазоре, неподвижное относительно статора. В противоположность тому, что мы имеем при однофазном токе, амплитуда этого поля постоянного тока не зависит от момента времени, в который включается цепь тока. Этот момент определяет исключительно лишь положение поля на окружности статора.

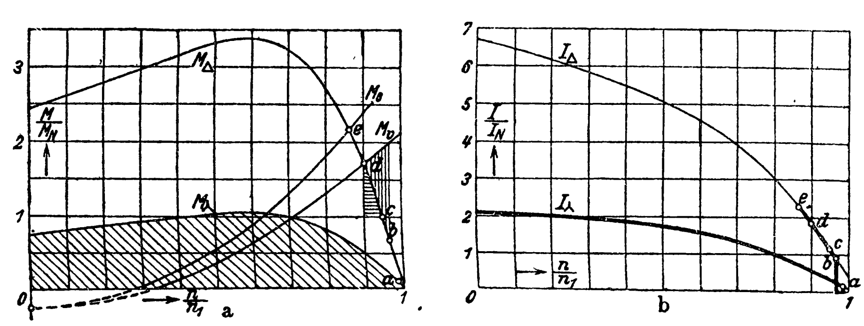
При переключении статорной обмотки со звезды на треугольник ротор уже достиг числа оборотов, близкого к синхронному. Поэтому возникающее в роторе при включении на сеть соединенной в треугольник статорной обмотки неподвижное поле постоянного тока индуктирует в роторной обмотке большие токи, которые вызовут толчкообразный тормозящий момент ротора. Этот кратковременный тормозной момент и используется в муфте Альбо для освобождения фрикционных колодок, радиальное перемещение которых до этого момента было невозможно.



Фиг. 198. Муфта Альбо.

На фиг. 198 S представляет собой заклиненный на валу двигателя диск с прорезами a, R — свободно сидящий на втулке диска S ременный шкив и F — фрикционные колодки с роликами r, входящими в вырезы диска S. В момент пуска вырезы a смещаются относительно роликов r и запирают фрикционные колодки.

Такое положение муфты показано на фиг. 198, причем стрелкой указано направление вращения двигателя. При переключении на треугольник вал двигателя внезапно затормаживается, тогда как колодки без заметной задержки продолжают свое движение. Ролики r проходят при



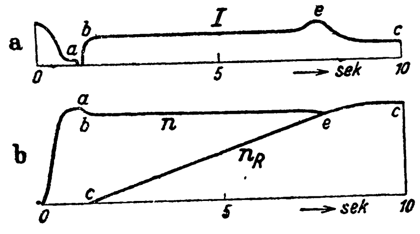
Фиг. 199. Процесс пуска с муфтой Альбо. a — вращающий момент; b — ток.

этом в отверстия вырезов a, и фрикционные колодки получают возможнось радиального перемещения. При этом выступы этих колодок b прижимаются к внутренней поверхности шкива R.

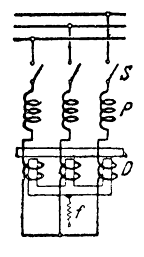
Процесс пуска для этой муфты показан на фиг. 199, a и b.

Натяжение пружин здесь может быть очень небольшим, так как трение возникает лишь после переключения на треугольник. Двигатель разгоняется до относительного числа оборотов v_a (соответственно точке a), при котором вращающий момент соединенного в звезду двигателя будет

равен сумме момента трения при холостом ходе и вентиляционного момента. Избыток косозаштрихованной площади над этой суммой идет на ускорение двигателя. В точке a происходит переключение на треугольник, причем относительное число оборотов падает сперва от ν_a до ν_b (соответственно точке b). Падение числа оборотов здесь ничтожно, так как двигатель идет вхолостую. Непосредственно после переключения освобождаются фрикционные колодки, тормозящий момент становится больше, чем развиваемый двигателем, благодаря чему двигатель под действием избыточного тормозящего момента (вертикально заштрихованная площадь) сбавляет скорость до относительного числа оборотов ν_d (соответственно точке d). При этом развиваемый двигателем момент вращения проходит точку c, соответствующую номинальному моменту. При соответственном числе оборотов начинается ускорение ременного шкива, тогда как число оборотов двигателя все еще падает. Ускорение шкива вызывается избытком момента, изображенным на чертеже горизонтальной штриховкой. Двигатель некоторое время вращается при этом в точке d с постоянной скоростью, причем число оборотов шкива постепенно возрастает. При полном сцеплении муфты момент трения увеличивается (момент трения неподвижных трущихся поверхностей определяется кривой M_0), благодаря чему происходит еще некоторое уменьшение числа оборотов (точка e). После этого двигатель вместе со шкивом достигает числа оборотов, соответствующего номинальному вращающему моменту. На фиг. 199, b показано изменение тока в период пуска.



Фиг. 200. a — ток; b — число оборотов при пуске с муфтой Альбо.



Фиг. 201. Схема Альбо-Кнорр.

На фиг. 200, a и b показаны амплитуды тока и значения чисел оборотов для того же двигателя, что и на фиг. 197, a и b, при пуске в ход с муфтой Альбо [Л. 179]. Время переключения и в этом случае составляет около 0,1 сек. Толчки тока при переключении, которые наблюдаются при обычных центробежных муфтах (фиг. 197, a), здесь полностью отсутствуют.

Под названием Альбо-Кнорр предложена конструкция аппарата, которая в соединении с муфтой Альбо дает возможность автоматически пускать в ход двигатели с ротором в виде беличьей клетки [Л. 181]. Первая ступень включения статора показана на фиг. 201. От руки включается только выключатель S, причем первичная обмотка статора P соединяется в звезду последовательно с дроссельной катушкой D. Благодаря дроссельной катушке происходит еще более значительное уменьшение пускового тока, чем при соединении статора просто в звезду. После того как ротор пришел во вращение и ток уменьшился, сила пружины f преодолевает силу магнитного притяжения между ярмом и сердечником катушки, благодаря чему сердечники отходят от неподвижного ярма и автоматически приводят в действие быстродействующий

переключатель, соединяющий статорную обмотку в треугольник и одновременно отключающий дроссельную катушку. После этого начинает функционировать муфта Альбо. Этот аппарат хорошо подходит в случаях тяжелого пуска в ход при очень малых пусковых токах.

6. Торможение

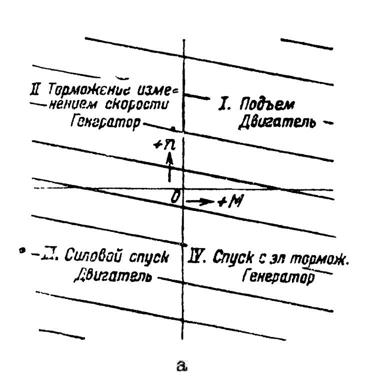
а) Сокращение времени выбега. Для того чтобы сократить время выбега отключенного от сети двигателя, нужно применить его искусственное торможение. Кроме механического торможения индукционный двигатель может быть заторможен еще и электрически. В разделе В 3d было показано, что при скольжениях $s > 1$ индукционная машина работает в режиме электромагнитного тормоза. Если для остановки трехфазного двигателя, работающего при скольжении $s \approx 0$, переменить местами присоединение двух питающих проводников, т. е. переменить направление вращения поля, то скольжение станет равным $s \approx 2$ и двигатель быстро остановится. Этот процесс, известный под названием торможения противотоком, будет подробно рассмотрен в разделе 7.

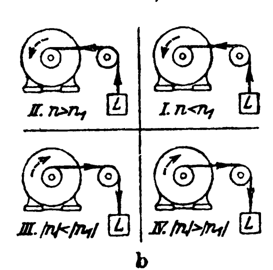
Для того чтобы двигатель после остановки снова не начал вращаться, но уже в противоположном направлении, необходимо своевременно отсоединить его от сети. Это отключение может быть произведено автоматически с помошью особого выключателя, сидящего на валу двигателя и размыкающего цепь тока при изменении направления вращения, или с помощью центробежного выключателя, или с помощью вспомогательного контактора, управляемого напряжением, зависящим от числа оборотов двигателя. Такое напряжение может быть получено от специального соединенного с двигателем генератора. У двигателей, имеющих ротор с контактными кольцами, при постоянстве сопротивления внешней цепи ротора обмотка контактора может быть присоединена к напряжению на кольцах. При разомкнутой цепи ротора напряжение на кольцах пропорционально скольжению, т. е. при $s = 2$ оно вдвое больше, чем при $s = 1$. При замыкании же цепи ротора на внешнее сопротивление напряжение на кольцах зависит от тока, который с увеличением скольжения уменьшается. Для увеличения тормозящего действия нужно согласно разделу 7с [ур. (456b)] взять такое сопротивление внешней цепи ротора, чтобы опрокидывающее скольжение $s_{K_0} = 1,47$. При этом опрокидывающем скольжении вторичный ток, а вместе с ним и напряжение на кольцах изменяются согласно ур. (50′) достаточно сильно, чтобы воздействовать на управляемый этим напряжением контактор.

Большие тормозные моменты могут быть достигнуты также путем включения статорной обмотки на напряжение источника постоянного тока. В этом случае зависимость вращающего момента от числа оборотов получается примерно такой же, как в случае индукционного двигателя зависимость вращающего момента от скольжения. И в этом случае опрокидывающий момент не зависит по величине от сопротивления ротора и путем соответствующего подбора этого сопротивления может быть установлен при любом числе оборотов [Л. 186]. Необходимый при данном методе торможения постоянный ток можно получить при помощи небольшого выпрямителя непосредственно из трехфазной цепи.

b) **Подъемники.** Особые требования в отношении управления предъявляются при эксплоатации подъемных механизмов, так как в этом случае вертикально перемещаемый груз оказывает большое влияние на скорость движения. Прежде чем перейти к изучению важнейших методов торможения индукционных двигателей, мы рассмотрим в этом разделе процессы управления подъемными механизмами. При этом мы положим в основу наших выводов работу двигателя постоянного тока с посторонним возбуждением по схеме Леонарда, в которой число оборотов регулируется путем изменения напряжения на якоре (см. раздел III D1c тома I), так как кривые чисел оборотов, получаемые в этой схеме, являются наиболее подходящими для подъемных механизмов [Л. 184].

На фиг. 202, *a* показано семейство кривых, изображающих числа оборотов n в функции вращающего момента M при различных напряжениях на якоре. Эти кривые приближенно можно считать прямыми линиями. Четыре квадранта, в которых они расположены, для случая подъемных механизмов имеют особое значение. В квадранте I груз L (фиг. 202, *b*) поднимается, и машина работает двигателем. В квадранте II машина может работать генератором, если двигатель, включенный на





Фиг. 202. Процессы, имеющие место при работе подъемных механизмов. *a* — благоприятные числа оборотов; *b* — пояснения к отдельным квадрантам.

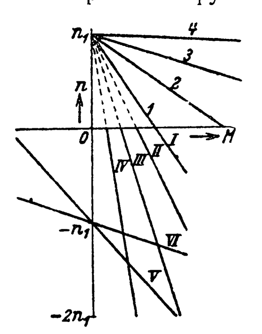
направление вращения, совпадающее с направлением подъема груза (квадрант I), переведен на кривую числа оборотов, соответствующую меньшему числу оборотов холостого хода n_1. Этот, впрочем, редко встречающийся случай можно назвать „торможением путем изменения скорости холостого хода“. В случае индукционных двигателей это осуществимо лишь для двигателей с переключением числа полюсов. Тогда, произведя переключение на большее число пар полюсов, можно перейти из квадранта I в II. В квадранте III развиваемый двигателем вращающий момент действует в ту же сторону, что и сила тяжести груза. Этот случай имеет практическое применение тогда, когда при опускании пустого крюка или легкого груза силы тяжести недостаточно, чтобы преодолеть трение передачи и сообщить ускорение опускающимся массам. Этот процесс можно назвать „силовым спуском“. В квадранте IV опускающийся груз вращает двигатель с числом оборотов, большим числа оборотов холостого хода, т. е. машина (как и в квадранте II), работая генератором, отдает мощность в сеть. Для того случая, когда машина является

индукционным двигателем, пунктирными стрелками показано на фиг. 202, *b* направление вращения поля. Синхронное число оборотов обозначено на фиг. 202, *b* через n_1.

При работе в квадрантах *II* и *III*, т. е. при торможении изменением скорости холостого хода и при силовом спуске, моменты, как правило, составляют лишь доли полного вращающего момента двигателя. В случае индукционных двигателей без переключения числа полюсов торможение изменением скорости холостого хода вообще исключается. Вследствие потерь в передаче для квадранта *IV* вращающий момент приблизительно вдвое меньше, чем для квадранта *I*.

В следующих разделах будут рассмотрены кривые, получение которых возможно в случае индукционного двигателя и идеальным прообразом которых являются кривые для двигателя постоянного тока с посторонним возбуждением, показанные на фиг. 202, *a*. Экономичность при торможении стоит на втором месте, так как выбор схемы в первую очередь определяется надежностью работы установки.

c) Торможение с сверхсинхронной скоростью и противотоком. На фиг. 203 показаны для этого случая кривые числа оборотов в функции вращающего момента. Эти кривые могут быть заменены прямыми линиями, так как в рассматриваемой области вращающий момент приблизительно пропорционален скольжению.



Фиг. 203. Кривые чисел оборотов при торможении противотоком.

Кривые, обозначенные арабскими цифрами, относятся к подъему груза и получаются в последовательности *1*, *2*, ... путем уменьшения сопротивления в цепи ротора. Недостатком для многих приводов является здесь сильная зависимость числа оборотов от вращающего момента при больших сопротивлениях в цепи ротора. Однако в индукционных машинах этот недостаток неустраним. Следует принимать во внимание также значительные потери, возникающие при введении сопротивлений в цепь ротора.

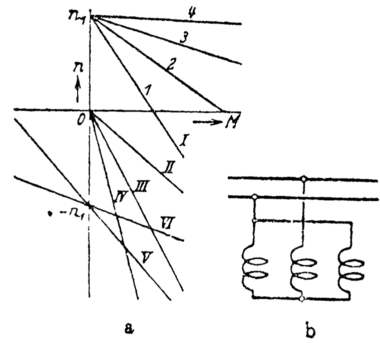
Кривые, обозначенные римскими цифрами, относятся к опусканию груза. Рассмотрим сперва кривые *V* и *VI* для вращения машины с сверхсинхронной скоростью (квадрант *IV*). Их последовательность, начиная от состояния покоя, должна быть *V*, *VI*, так как в противном случае при силовом спуске (квадрант *III*) двигатель при переходе от неподвижного состояния к опусканию груза развивал бы слишком большой вращающий момент. Чтобы предотвратить недопустимо большую скорость опускания груза (квадрант *IV*), нужно после кривой *V* сперва включить двигатель на кривую *VI*, а затем снова переключиться на кривую *V*.

При торможении с сверхсинхронной скоростью (кривые *V*, *VI*) нельзя удержать числа оборотов в области ниже синхронной скорости. Этот провал может быть заполнен с помощью торможения противотоком (кривые *I*—*IV*). Двигатель, как и при поднимании груза, присоединяется к сети, но его вращающий момент ослабляется путем введения достаточно большого сопротивления в цепь ротора настолько,

чтобы под действием груза двигатель вращался в направлении его опускания. Так как при разгрузке все кривые *I—IV* стремятся к синхронному числу оборотов n_1, то они проходят очень круто. Вследствие этого возникает сильная зависимость скорости опускания от груза и практически трудно установить желаемую величину этой скорости. При переходе с одной ступени на ближайшую более высокую (например, с *III* на *IV*) скорость может резко возрасти. Наоборот, при переходе на более низкую ступень (например, с *II* на *I*) вместо желаемого опускания груза может получиться его подъем.

Для предотвращения недопустимо больших скоростей или нежелательного направления перемещения груза при торможении противотоком должны применяться предохранительные приспособления, например, центробежные или контрреверсивные выключатели.

Кривые торможения должны проходиться в последовательности *I*, *II*, *III*, *IV*, *V*, *VI*, *V* для того, чтобы в нагрузочном состоянии при большой скорости работа машины происходила на более экономичных сверхсинхронных тормозных включениях, соответствующих кривым *V*, *VI*.



Фиг. 204. Кривые чисел оборотов (*a*) при однофазной схеме торможения (*b*).

d) Однофазное торможение. Для устранения недостатков торможения противотоком Наталис (Natalis) [Л. 184] предложил при спуске груза с нижесинхронной скоростью включать обмотку статора на сеть однофазно, для чего две фазы трехфазной обмотки соединяются параллельно (фиг. 204, *b*). Тормозящее действие и в этом случае может регулироваться с помощью сопротивлений в цепи ротора. Все кривые торможения стремятся здесь при разгрузке к числу оборотов $n = 0$ (кривые *II—IV* на фиг. 204, *a*), так как при неподвижном двигателе однофазное пульсирующее поле не развивает вращающего момента.

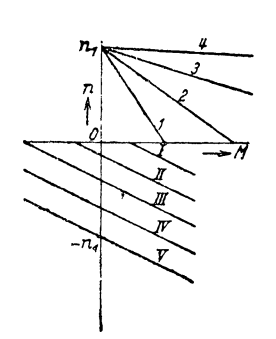
Таким образом движение груза в нежелательном направлении здесь не может иметь места и разница в скоростях, получающихся на различных ступенях, будет меньше, чем при торможении противотоком. Относительно расчета кривых *II—IV* на фиг. 204, *a* отсылаем интересующихся к работе Рейзера (Reiser) [Л. 188]. Способ торможения при сверхсинхронной скорости применяется дополнительно и для схемы однофазного торможения (кривые *VI* и *V* на фиг. 204, *a*).

Для получения небольших скоростей при опускании тяжелых грузов, что не может быть получено путем однофазного торможения, можно добавить еще одну ступень торможения противотоком (кривая *I* на фиг. 204, *a*). Кривые торможения при опускании груза должны проходиться в последовательности *I*, *II*, *III*, *IV*, *V*, *VI*, *V*.

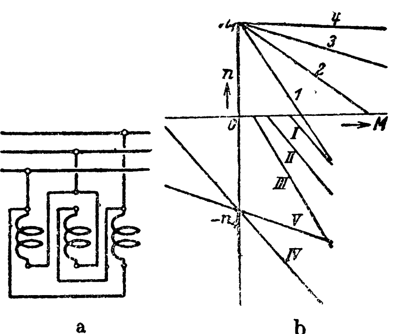
e) Двухмашинная схема и торможение при сверхсинхронной скорости. Еще более благоприятные кривые торможения могут быть получены путем соединения между собой двух машин. При поднимании груза

поля обеих машин вращаются в одинаковом направлении, благодаря чему их вращающие моменты усиливают друг друга. Эта схема будет подробно рассмотрена в разделе L1d (фиг. 216, *a*). При достаточно больших сопротивлениях в цепях роторов развиваемые машинами вращающие моменты приблизительно пропорциональны скольжению, благодаря чему кривая зависимости результирующего момента от числа оборотов представляет собой прямую, положение которой и наклон к оси абсцисс определяются сопротивлениями в цепях роторов. В этом случае могут быть получены кривые торможения, подобные кривым для машины постоянного тока с посторонним возбуждением, соединенной по схеме Леонарда (кривые *I*—*V* на фиг. 205). Последняя кривая *V* соответствует случаю, когда сопротивление цепи ротора одной из обеих машин равно ∞, т. е. случаю торможения при сверхсинхронной скорости (кривые *V* и *VI* на фиг. 203 и 204, *a*). На этой ступени в режиме торможения при сверхсинхронной скорости могут работать и обе машины, если включить их параллельно.

Как мы увидим в разделе L1d, подобные же кривые торможения могут быть получены и путем создания известных несимметрий в одной



Фиг. 205. Кривые чисел оборотов для двойных двигателей.



Фиг. 206. *a* — несимметричная схема Вальдмана; *b* — кривые чисел оборотов.

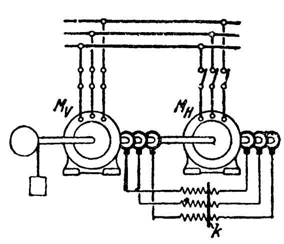
единственной машине. Возможность регулирования в этом случае, однако, ограничена, так как при наличии двух вращающихся в противоположные стороны полей имеется всего лишь одно сопротивление в цепи ротора. Из схем этого рода практическое значение имеет схема Видмана (Widmann) [Л. 190], показанная на фиг. 206, *a*, в которой концы одной из трех соединенных в треугольник фаз обмотки меняются местами. Получающиеся при этом кривые торможения имеют примерно вид кривых *I*, *II*, *III*, показанных на фиг. 206, *b*. Эти кривые более благоприятны, чем получаемые при торможении противотоком, но менее благоприятны, чем при схеме с двумя двигателями. Относительно их расчета см. [Л. 191]. Кроме этих кривых обычно предусматривается еще возможность получения кривых *IV* и *V* торможения при сверхсинхронной скорости.

f) Схема для точной остановки лифтов. В заключение мы рассмотрим еще в этом разделе схемы, применяемые для точной установки кабины лифта на высоте того или иного этажа. При этом следует различать

грубую установку для лифтов со средней скоростью движения кабины и тонкую установку, желательную при очень больших скоростях кабины.

Для грубой установки достаточно уменьшение скорости до половины или четверти первоначальной. Для этой цели двигатель может быть выполнен с переключением числа полюсов или может иметь отдельные обмотки на разное число полюсов. Можно также применять отдельные двигатели с различными синхронными числами оборотов.

Заводом SSW (Сименс-Шуккерт) применяется для этой цели показанная на фиг. 207 схема, имеющая общий реостат для обоих роторов. Включив вспомогательный двигатель и передвинув перемычку k справа налево, мы сообщаем подъемному барабану сперва число оборотов вспомогательного двигателя, равное половине числа оборотов главного двигателя. Затем включается главный двигатель, причем все пусковое сопротивление оказывается введенным в цепь его ротора, а вспомогательный двигатель отключается. Сдвигая перемычку k слева направо, доводим главный двигатель до номинального числа оборотов. Перед остановкой кабины включается вспомогательный двигатель и отключается главный, реостат постепенно замыкается накоротко, и, наконец, когда кабина поднимается на нужную высоту, вспомогательный двигатель отключается.



Фиг. 207. Схема SSW.

Для тонкой установки кабин быстроходных лифтов применяются обычно два привода: один, поднимающий кабину до высоты, несколько меньшей, чем соответствующий этаж, и другой, уже точно устанавливающий кабину в требуемое положение. Решение этой задачи является чисто механическим, и мы на нем не останавливаемся.

Чисто электрическое решение было предложено Пунга (Punga) [Л. 193]. Это предложение сводится к использованию для точной установки кабины провалов, вызываемых в кривой момента высшими гармониками кривой поля, причем используются асинхронные моменты 5-й или 7-й гармоники соответственно $^1/_5$ или $^1/_7$ нормальной скорости лифта. Для получения возможно больших моментов высшего порядка статорная обмотка переключается. Так как при этом вращающие моменты от 5-й и 7-й гармоник в практически встречающихся границах чисел оборотов действуют друг против друга, то одна из гармоник уничтожается соответственным выбором шага роторной обмотки.

7. Влияние ускорения масс на процессы пуска в ход и торможения

а) Пуск в ход и торможение при нагрузке. В общем случае электрическая машина имеет вполне определенную зависимость между развиваемым ею вращающим моментом и числом оборотов. Характер этой зависимости определяется теми приспособлениями, которые служат для управления машиной (добавочное сопротивление, регулирование напряжения на зажимах и т. д.). Кривая M на фиг. 208 представляет примерный вид такой зависимости для сериесного двигателя постоянного тока. Как

правило, момент нагрузки при установившемся состоянии также является однозначной функцией числа оборотов. На фиг. 208 эта функция представлена кривой M_b и соответствует приводу с известным противодействующим моментом при неподвижном состоянии и добавочным моментом, возрастающим с увеличением числа оборотов. Разность

$$M_r = M - M_b \qquad (444a)$$

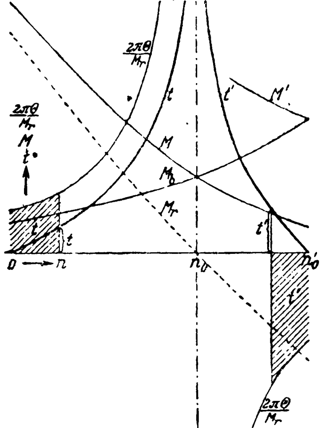
представляет собой результирующий вращающий момент, который, будучи положительным, расходуется на ускорение, а будучи отрицательным,— на торможение движущихся масс. Машина будет находиться в состоянии равновесия, когда $M = M_b$, т. е. при числе оборотов n_0 на фиг. 208 [Л. 195, 196].

Если через Θ обозначить полярный момент инерции всех движущихся масс, приведенный к числу оборотов рассматриваемой машины[1], то вследствие равенства результирующего вращающего момента и момента ускорения

$$M_r = 2\pi\Theta \frac{dn}{dt}, \qquad (444b)$$

откуда время пуска

$$t = 2\pi\Theta \int_0^n \frac{dn}{M_r}. \qquad (444)$$



Фиг. 208. Определение времени разбега t и торможения t'.

В большинстве случаев кривая $\frac{1}{M_r}$ не имеет простого аналитического выражения и время t приходится определять графическим методом. Вычерчивают кривую $\frac{2\pi\Theta}{M_r}$ и определяют по ур. (444) время t (фиг. 208). С уменьшением результирующего момента M_r ускорение также становится меньше. Число оборотов машины асимптотически приближается к числу оборотов n_0, при котором момент нагрузки равен развиваемому машиной вращающему моменту и которое теоретически достигается лишь через бесконечно большой промежуток времени. Чем больше угол, под которым пересекаются при числе оборотов n_0 кривые $M = f(n)$ и $M_b = f(n)$, тем скорее кривая $t = f(n)$ приближается к асимптоте. Для получения однозначного ответа на вопрос о времени пуска нужно относить его к числу оборотов, немного, например, на 2%, меньшему, чем n_0.

Процесс торможения получается в том случае, когда результирующий вращающий момент M_r отрицателен. Пусть кривая M' на фиг. 208 изображает развиваемый машиной вращающий момент при меньшем добавочном сопротивлении в цепи тока или при большем напряжении на зажимах. При этом число оборотов машины в стационарном состоянии

[1] О расчете момента инерции для зубчатых колес, червячных передач, ременных, канатных и фрикционных передач и прямолинейно движущихся масс см. [Л. 195].

будет равно n_0'. Если затем машина будет внезапно переключена на работу по кривой M (путем увеличения добавочного сопротивления или уменьшения напряжения на зажимах), то тормозящий момент M_r будет отрицательным и мы найдем время, по истечении которого будет достигнуто число оборотов n по уравнению

$$t' = 2\pi\Theta \int_{n_0'}^{n} \frac{dn}{M_r}. \qquad (444')$$

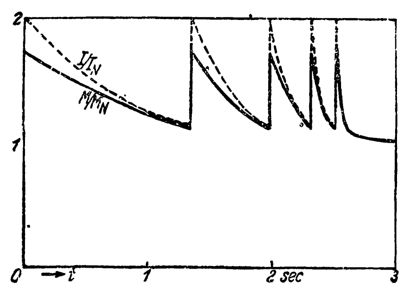
Число оборотов n_0 и здесь установится теоретически лишь через бесконечно большой промежуток времени.

По кривой вращающих моментов $M = f(n)$, как правило, практически однозначно определяется и кривая тока $I = f(n)$. Из кривой $t = f(n)$ можно взять соответственные значения t и n и построить кривую квадрата тока в функции времени.

Интеграл квадрата тока, умноженного на сопротивление обмотки, взятый по времени

$$Q = \int_0 RI^2 dt, \qquad (445)$$

определит тогда джоулевы потери за время пуска t или торможения t'.



Фиг. 209. Ток и вращающий момент в функции времени для кривых фиг. 174, *a* и *b*.

При определении времени пуска или торможения и потерь в обмотке предполагается, что изменение тока во время пуска или торможения не замедляется заметным образом благодаря индуктивности цепи тока, т. е. что постоянная времени $\frac{L}{R}$ цепи тока мала по сравнению с временем пуска или торможения. Это условие всегда выполняется, если в цепь тока включены сопротивления, что, как правило, всегда имеет место при пуске в ход.

Таким же способом определяются время пуска или торможения и потери в обмотках, если пуск или торможения разбиты на несколько ступеней, например, при помощи постепенного выключения или включения сопротивлений. В этом случае кривые $M = f(n)$ и $I = f(n)$ представляют собой скачкообразные кривые, подобно получаемым, например, при пуске в ход индукционного двигателя, имеющего ротор с контактными кольцами, с помощью сопротивлений в цепи ротора (см. фиг. 174, *a* и *b*). На фиг. 209 показаны кривые $M = f(t)$ и $I = f(t)$, отнесенные к номинальным значениям, полученные описанным здесь способом из кривых фиг. 174, *a* и *b*, при условии, что момент нагрузки во время пуска не изменяется и остается равным номинальному моменту M_N.

В дальнейшем мы рассмотрим подробно процессы пуска и торможения индукционного двигателя, для которого кривые $M = f(n)$ и $I = f(n)$ могут быть выражены относительно простыми функциями.

b) Пуск в ход и торможение при нагрузке в случае индукционной машины. На фиг. 210 показана кривая вращающего момента M

индукционного двигателя с постоянным сопротивлением ротора и момента нагрузки M_b в функции числа оборотов в пределах значений $-n_1$ до $2n_1$. При этом предположено, что, как это всегда практически и бывает, момент нагрузки направлен в сторону, противоположную направлению вращения, и для обоих направлений вращения имеет одинаковую абсолютную величину, т. е.

$$[M_b = f(n)] = [M_b = f(-n)]. \qquad (446)$$

Для получения относительных значений, не имеющих размерности, вращающие моменты отнесены к моменту M_0, соответствующему состоянию равновесия машины (точка пересечения кривых M' и M_b), а число оборотов отнесено к синхронному числу оборотов n_1. Полагая для сокращения

$$m = \frac{M_r}{M_0} \qquad (447a)$$

и

$$\nu = \frac{n}{n_1}, \qquad (447b)$$

получим на основании ур. (444b)

$$m = T_0 \frac{d\nu}{dt}, \qquad (447c)$$

где

$$T_0 = \frac{2\pi\Theta n_1}{M_0}. \qquad (447d)$$

Время пуска или торможения между относительными числами оборотов ν_a и ν получается равным

$$t = T_0 \int_{\nu_a}^{\nu} \frac{d\nu}{m}. \qquad (447)$$

Фиг. 210. Определени времени разбега и тор можения для индукци онной машины с пере ключением числа полю сов.

Физический смысл величины T_0 определяется из ур. (447), если положить $m = 1$, т. е. $M_r = M_0$. Величина T_0 представляет собой время, которое было бы необходимо для разбега от числа оборотов, равного нулю, до синхронного, если бы в течение всего времени разбега действовал постоянный результирующий момент $M_r = M_0$. Величина T_0 имеет размерность времени и может быть поэтому названа постоянной времени разбега или пуска. Она получается в секундах, если Θ выражено в J sec^2, n_1 в об/сек и M_0 — в J. Если написать выражение для T_0 в виде

$$T_0 = \pi^2 \frac{GD^2 n_1^2}{N_{i0}} \text{ сек.}, \qquad (448)$$

то маховой момент GD^2 нужно выразить в kgm^2, синхронное число оборотов n_1 в об/сек и передаваемую статором ротору при M_0 мощность $N_{i0} = 2\pi n_1 M_0$ в W. Кривая $\frac{1}{m}$ показана на фиг. 210 пунктиром. Ее интеграл в пределах ν_a и ν дает время разбега или торможения при изменении числа оборотов в этих границах.

Полагая в ур. (447) $\nu_a = 0$, получим кривую $\frac{t}{T_0}$ (на фиг. 210 для ясности показана кривая $3\frac{t}{T_0}$), умножая которую на T_0, получим время разбега до относительного числа оборотов ν. Для $\nu = \nu_0 = \frac{n_0}{n_1}$ снова получилось бы бесконечно большое время разбега. Поэтому для суждения о времени разбега нужно определять его для несколько меньшего числа оборотов, чем ν_0, например, для $0{,}98\nu_0$.

Если положить в ур. (447) $\nu_a = -\nu_0 = -\frac{n_0}{n_1}$, то получится кривая, обозначенная на фиг. 210 через $3\frac{t_u}{T_0}$. Будучи умножена на $\frac{T_0}{3}$, она дает для $\nu = 0$ время торможения, в течение которого при внезапном изменении направления вращения поля в режиме нагрузки (M_0, n_0) машина затормозится от числа оборотов n_0 до остановки. Этот процесс называется торможением противотоком.

Если после остановки машина не будет отключена от сети, то она начнет вращаться в противоположную сторону, стремясь достигнуть числа оборотов n_0, и мы получим, например, при $\nu = 0{,}98\,\nu_0$ время, необходимое для достижения после изменения направления вращения числа оборотов, равного 98% номинального. Продолжением кривой $\frac{t_u}{T_0}$, начиная от $\nu = 0$, является смещенная на $\frac{t_u}{T_0}$ при $\nu = 0$ кривая $\frac{t}{T_0}$.

Процесс ускорения или торможения получается в двигателе с переключением числа полюсов и в том случае, когда он внезапно переключается с большего на меньшее или с меньшего на большее число пар полюсов. Пусть на фиг. 210 кривая $\frac{M}{M_0}$ дает относительный вращающий момент при большем, а кривая $\frac{M'}{M_0}$ при половинном числе полюсов (отнесенный к моменту M_0 для большего числа полюсов). Пусть состояние равновесия для половинного числа полюсов наступает при $\nu_0' = \frac{n_0'}{n_1}$. Если теперь внезапно переключить двигатель на большее число полюсов, для которого имеет силу кривая $\frac{M}{M_0}$, то по ур. (447) можно получить показанную на фиг. 210 кривую относительного времени торможения, обозначенную через $\frac{3t'}{T_0}$. Таким же образом можно исследовать и процесс разбега при переключении числа полюсов. При большем числе полюсов двигатель разгоняется соответственно кривой $\frac{3t}{T_0}$ (фиг. 210) до числа оборотов, близкого к n_0. Затем он переключается на половинное число полюсов, причем ускорение совершается за счет момента $M_r = M' - M_b$.

Джоулевы потери в роторе за время разбега или торможения от t_a до t_e равны

$$Q_2 = \int_{t_a}^{t_e} m_1 R_2' I_2'^2 \mathrm{d}t. \quad (449)$$

Согласно ур. (59) и (447c)

$$m_1 R_2' I_2'^2 = sN_i = 2\pi n_1 sM \qquad (450a)$$

и

$$dt = \frac{T_0}{m} d\nu. \qquad (450b)$$

Тогда ур. (449) дает

$$Q_2 = 2\pi n_1 T_0 \int_{\nu_a}^{\nu_e} \frac{sM}{m} d\nu = N_{i0} T_0 \int_{\nu_a}^{\nu_e} \frac{s}{m} \frac{M}{M_0} d\nu. \qquad (450)$$

С помощью этого уравнения можно, не зная величины роторного тока, определить графически потери в обмотке ротора, умножив кривую $\frac{1}{m}$ (фиг. 210) на $\frac{sM}{M_0}$ и проинтегрировав полученную кривую. При пуске можно, например, положить $\nu_a = 0$ и $\nu_e = \nu_0$. Интеграл дает конечное значение.

В случае двигателей без вытеснения тока сопротивление ротора R_2', если не обращать внимания на нагрев, остается во время пуска постоянным. Роторный ток при разгоне от неподвижного состояния I_{k2}' почти до опрокидывающей мощности изменяется незначительно, а затем с увеличением числа оборотов быстро уменьшается.

Поэтому с грубым приближением, если опрокидывающее скольжение значительно меньше единицы, можно потери в роторе при разбеге считать равными

$$Q_2 \approx m_1 R_2' I_{k2}'^2 t_{sK}, \qquad (451)$$

где t_{sK} — время разбега от неподвижного состояния до опрокидывающего момента, которое может быть найдено по кривой $\frac{3t}{T_0}$ фиг. 210. При

$$m_1 R_2' I_{k2}'^2 = 2\pi n_1 M_A = N_{iA}, \qquad (451a)$$

где M_A — начальный момент и N_{iA} — передаваемая статором ротору мощность при неподвижном двигателе

$$Q_2 \approx N_{iA} t_{sK}. \qquad (451')$$

Для двигателей с вытеснением тока или с двойной клеткой пользование приближенными ур. (451) и (451') уже недопустимо. Потери должны в этом случае определяться по ур. (449) или (450). При этом, как правило (при опрокидывающем скольжении, значительно меньшем единицы), получаются значительно меньшие потери, чем при определении потерь по сопротивлению роторной обмотки постоянному току [Л. 197 и 198].

Статорный ток I_1 отличается от приведенного к статорной обмотке роторного тока I_2' на величину тока холостого хода. Во время процесса пуска влияние тока холостого хода на потери в статорной обмотке ничтожно. Поэтому для двигателей без вытеснения тока можно потери в статорной обмотке определять по уравнению

$$Q_1 \approx \frac{R_1}{R_2'} Q_2. \qquad (452)$$

При желании приблизительно учесть влияние тока холостого хода следует иметь в виду, что это влияние сказывается в основном лишь при

небольших скоростях. Исходя из этого, получаем несколько более точную формулу

$$Q_1 \approx \frac{R_1}{R'_2}\left(\frac{I_{k1}}{I'_{k2}}\right)^2 Q_2. \tag{452'}$$

Если в случае двигателей с вытеснением тока или с двойной клеткой подставить в ур. (452) и (452') для R'_2 сопротивление постоянному току, то для потерь в статорной обмотке получится, конечно, слишком большое значение. Если же взять для R'_2 активное сопротивление при неподвижном роторе, то потери получаются слишком преуменьшенными [Л. 197].

с) Индукционный двигатель при отсутствии нагрузки. Весьма простые соотношения получаются в том случае, если во время разбега или торможения совершается только работа ускорения или замедления масс, как это приблизительно имеет, например, место при пуске вхолостую. Тогда в ур. (447a)

$$m = \frac{M}{M_0}. \tag{453a}$$

Заменяя относительное число оборотов скольжением, получим

$$\mathrm{d}\nu = -\mathrm{d}s, \tag{453b}$$

и тогда время пуска или торможения между скольжениями s_a и s_e будет равно

$$t = T_0 \int_{s_e}^{s_a} \frac{\mathrm{d}s}{m}. \tag{453}$$

Согласно разделу B 4b можно в случае машины без вытеснения тока выразить отношение вращающего момента к опрокидывающему через опрокидывающее скольжение s_K. При небольшом сопротивлении статора можно с достаточным приближением написать на основании ур. (62a) и (453a)

$$m = \frac{M_K}{M_0}\,\frac{2}{\frac{s}{s_K}+\frac{s_K}{s}}. \tag{453c}$$

Тогда

$$t = \frac{M_0}{M_K}\,\frac{T_0}{2}\int_{s_e}^{s_a}\left(\frac{s}{s_K}+\frac{s_K}{s}\right)\mathrm{d}s = \frac{T_K}{2}\left(\frac{s_a^2-s_e^2}{2s_K}+s_K\ln\frac{s_a}{s_e}\right), \tag{454}$$

где постоянная

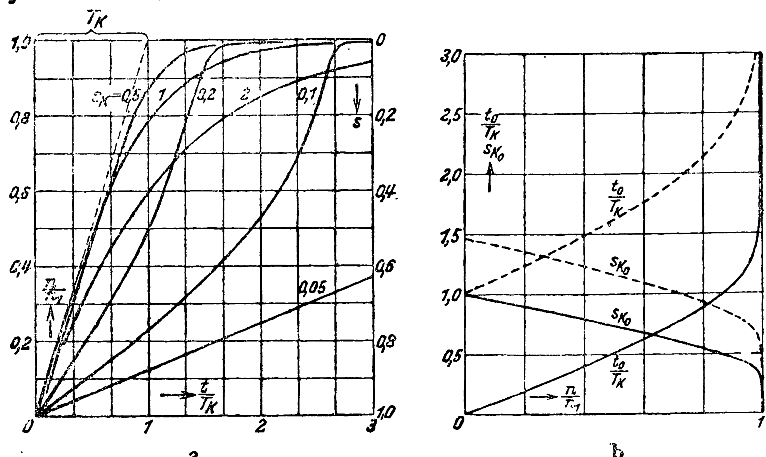
$$T_K = \frac{M_0}{M_K}T_0 \tag{454a}$$

представляет собой время, которое было бы необходимо при разбеге от $s_a = 1$ до $s_e = 0$, если бы во время разбега действовал постоянный опрокидывающий момент M_K.

Подставляя в ур. (454) соответствующее разбегу или торможению число оборотов, можно определить соответственное время. При разбеге

от неподвижного состояния до числа оборотов, равного 98% синхронного, $s_a = 1$ и $s_e = 0{,}02$, при торможении противотоком от $0{,}98\,n_1$ до остановки $s_a = 1{,}98$ и $s_e = 1$, при переходе от положительного числа оборотов, равного $0{,}98\,n_1$, до такого же отрицательного числа оборотов $s_a = 1{,}98$ и $s_e = 0{,}02$.

На фиг. 211, *a* показаны кривые разбега по ур. (454) для $s_a = 1$ и переменного значения $s_e = s$ при различных опрокидывающих скольжениях s_K. Так как время отложено по оси абсцисс, то касательная к кривой дает скорость разбега. Для $s_K = 1$ она будет наибольшей в начале пуска (пунктирная касательная, определяющая при $s = 0$ время T_K). Для $s_K \gg 1$ скорость разбега с увеличением числа оборотов все время уменьшается. Для $s_K < 1$ скорость разбега с увеличением числа оборотов возрастает, пока не наступает опрокидывающий момент, после чего уменьшается.



Фиг. 211. *a* — кривые разбега $\frac{n}{n_1}$ в функции $\frac{t}{T_K}$ при различных опрокидывающих скольжениях s_K; *b* — наивыгоднейшее опрокидывающее скольжение s_{K_0} и наименьшее время t_0 ——— для разбега, — — — для реверсирования противотоком.

Время, необходимое для перехода машины с числа оборотов, соответствующего скольжению s_a, на другое число оборотов, соответствующее скольжению s_e, зависит от величины опрокидывающего скольжения s_K. Опрокидывающее скольжение, при котором для переходного процесса требуется наименьшее время, определяется из ур. (454), если приравнять $\frac{dt}{ds_K}$ нулю. Тогда при соответствующем времени

$$t_0 = \frac{T_K}{2}\sqrt{(s_a^2 - s_e^2)\ln\left(\frac{s_a}{s_e}\right)^2} \tag{455a}$$

находим

$$s_{K_0} = \sqrt{\frac{s_a^2 - s_e^2}{\ln\left(\frac{s_a}{s_e}\right)^2}} \tag{455b}$$

Это наивыгоднейшее опрокидывающее скольжение и соответствующее наименьшее отнесенное к T_K время процесса приведены на фиг. 211,*b* в функции конечного числа оборотов (соответственно $s_e = s$), для разбега ($s_a = 1$, сплошная кривая) и для изменения направления вращения противотоком ($s_a = 2$, пунктирная кривая). Для приводов, задачей которых является лишь ускорение масс, например, двигатели для привода управляющих приспособлений, можно по этим кривым найти наивыгоднейшее сопротивление ротора, которое согласно ур. (60а) определяется опрокидывающим скольжением. Как следует из кривых, для получения возможно короткого времени пуска или перемены направления вращения не рекомендуется выбирать конечное число оборотов больше 0,9 синхронного.

При торможении противотоком от синхронного числа оборотов ($s_a = 2$) до остановки ($s_e = 1$) согласно ур. (455а и b) получается

$$t_0 = \frac{T_K}{2}\sqrt{3 \ln 4} = 1{,}02\, T_K \qquad (456a)$$

и

$$s_{K_0} = \sqrt{\frac{3}{\ln 4}} = 1{,}47. \qquad (456b)$$

Таким образом, для того чтобы этот процесс совершался возможно быстрее, необходимо иметь опрокидывающее скольжение значительно большее, чем при пуске (фиг. 211,*b*). Наименьшее время пуска и наименьшее время торможения получаются при включении во время торможения добавочного сопротивления в цепь ротора (для роторов с контактными кольцами), определяемого по наивыгоднейшему опрокидывающему скольжению.

Для достижения наименьшего времени пуска постоянная T_K должна быть возможно меньшей. Найдем приближенно ее зависимость от размеров двигателя.

Согласно ур. (562) для внутренней мощности при номинальном режиме можно написать

$$N_{i_0} = \pi^2 \sigma n_1 D^2 l_i \text{ kW}, \qquad (457a)$$

где

$$\sigma \approx \sigma_s \cos \varphi'. \qquad (457b)$$

Здесь среднее окружное усилие σ выражено в $\frac{\text{KJ}}{\text{m}^3}$, число оборотов n_1 в об/сек и диаметр D и длина l_i в m. Величина σ_s, как будет показано в разделе О1а, в основном является функцией полюсного деления. Для очень хорошо и для средне использованных машин σ_s показана на фиг. 261. Значение $\cos \varphi'$ для номинального режима может быть взято приближенно.

Маховой момент ротора индукционного двигателя можно определить из уравнения

$$GD^2 = SD^4 l_i \text{ tm}^2, \qquad (457c)$$

где D и l_i выражены в m, а значение S по Рюденбергу (Rüdenberg) [Л. 196] колеблется в пределах от 4 (для малых машин) до 1 (у больших двигателей).

Подставляя значения N_{i_0} и GD^2 в ур. (448), получим при $n_0 = n_1$

$$T_0 = \frac{S}{\sigma} n_1 D^2 \sec = \frac{S}{\pi^2 \sigma} \frac{v_1^2}{n_1} \text{ сек}, \qquad (457)$$

где v_1 — синхронная окружная скорость ротора в m/sec.

По этому уравнению можно определить постоянную разбега T_0 двигателя, если нет никаких дополнительных маховых масс. У двигателей средней мощности T_0 имеет значение порядка 1 сек.

Ур. (457) в связи с ур. (454a) указывает еще одно средство получения возможно меньшего времени разбега. При заданном числе оборотов диаметр или окружная скорость ротора должны быть возможно меньшими, а перегрузочная способность $\ddot{u} = \frac{M_K}{M_0}$ возможно большей.

Потери в цепи ротора согласно ур. (450), если принять еще во внимание, пренебрегая потерями в железе ротора, ур. (453a и b), получаются равными

$$Q_2 = N_{i_0} T_0 \int_{s_e}^{s_a} s \, ds = \frac{N_{i_0} T_0}{2} (s_a^2 - s_e^2), \qquad (458)$$

причем это уравнение справедливо для всех обмоток, в том числе и для обмоток с вытеснением тока.

Подставляя вместо s_a и s_e значения скольжения, соответствующие числам оборотов, получим:

для разбега от неподвижного состояния до синхронного числа оборотов

$$Q_2 = N_{i_0} \frac{T_0}{2}, \qquad (459a)$$

для торможения противотоком от синхронного числа оборотов до остановки

$$Q_2 = \frac{3}{2} N_{i_0} T_0, \qquad (459b)$$

для перемены направления вращения от положительного синхронного до отрицательного синхронного числа оборотов

$$Q_2 = 2 N_{i_0} T_0. \qquad (459c)$$

Согласно ур. (447a) и (448)

$$\frac{1}{2} N_{i_0} T_0 = \frac{1}{2} (2\pi n_1)^2 \Theta = \frac{1}{2} \pi^2 GD^2 n_1^2, \qquad (459)$$

т. е. при пуске без полезной нагрузки потери в роторе равны кинетической энергии, запасаемой во время разбега во вращающихся массах при их ускорении и никакие изменения в цепи роторной обмотки, например, введение сопротивления или изменение его величины на них не влияют.

Потери в статорной обмотке могут и здесь для двигателей без вытеснения тока определяться по приближенным ур. (452) и (452'). Что касается двигателей с вытеснением тока, то отсылаем интересующихся к [Л. 197].

За то относительно короткое время, в которое совершается разбег или торможение, можно при приближенных расчетах нагревания обмотки пренебречь отводимой от обмотки теплотой. Тогда нагрев обмотки за время разбега или торможения может быть определен по формуле (см. раздел II05 тома I):

$$\vartheta = \frac{Q}{Pc}\ {}^\circ\mathrm{C}, \qquad (460)$$

где Q — выделившееся за время процесса в рассматриваемой обмотке количеств тепла в kJ (не смешивать с потерями в обмотке в единицу времени, которые мы также обозначали через Q), P — вес металла обмотки в kg и c — удельная теплота обмотки в kJ/kg °C (для меди $c = 0{,}39$ kJ/kg °C). В приводах с прямолинейно движущимися массами (поршневые компрессоры, ткацкие станки) можно путем увеличения опрокидывающего скольжения улучшить к. п. д. [Л. 200—203].

L. РЕГУЛИРОВАНИЕ ЧИСЛА ОБОРОТОВ

Регулирование числа оборотов индукционной машины без потерь (вернее почти без потерь) возможно лишь путем изменения первичной или вторичной частоты. Все другие способы плавного регулирования скорости связаны с значительными потерями мощности, в особенности, если требуется изменение числа оборотов в широких пределах. Регулирование частоты токов в роторе экономически выполнимо лишь при помощи коллекторных машин и поэтому в настоящем томе не рассматривается.

Кроме плавного регулирования скорости индукционных машин возможно еще ступенчатое регулирование, которое позволяет без особых потерь получать известные числа оборотов скачками.

1. Плавное регулирование

а) Регулирование при помощи активных сопротивлений в цепи ротора. Применяемые для пуска в ход двигателей с контактными кольцами сопротивления в цепи ротора могут быть при соответствующем выборе их величины использованы и для регулирования числа оборотов. Получающиеся при этом числа оборотов всегда, конечно, будут меньше синхронного. В этом случае в уравнениях раздела B2b величина N_a представляет собой тепловые потери в сопротивлениях, присоединенных к контактным кольцам ротора.

Для упрощения дальнейших выводов мы будем в этих разделах понимать под „номинальным моментом“ M_N не полезный момент на валу машины, а развиваемый двигателем вращающий момент, пропорциональный внутренней мощности при номинальном режиме работы. Таким образом при регулировании скорости с неизменным моментом M_N внутренняя мощность $N_i = N_{iN} = \mathrm{const}$.

Сопротивление R_a на каждую из m_2 фаз ротора, которое нужно присоединить к контактным кольцам для получения n оборотов при развиваемом двигателем вращающем моменте $M_N = \frac{N_{iN}}{2\pi n_1}$, определяется

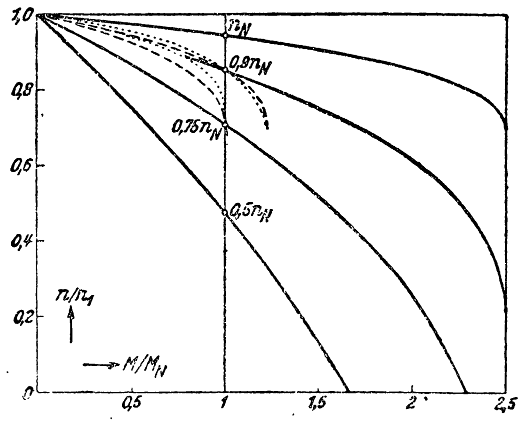
из ур. (22a) при скольжении $s = \frac{n_1 - n}{n_1}$, если пренебречь ничтожными при работе потерями в железе ротора. Принимая во внимание, что при том же вращающем моменте джоулевы потери в роторе Q_2 и ток ротора I_2 сохраняют прежнее значение, и обозначая через s_N скольжение при номинальном режиме, имеющее место при короткозамкнутых кольцах и номинальном моменте, получим

$$\frac{s}{s_N} \approx \frac{Q_2 + N_a}{Q_2} = \frac{R_2 + R_a}{R_2} \tag{461a}$$

или

$$R_a \approx \left(\frac{s}{s_N} - 1\right) R_2. \tag{461b}$$

При неизменном вращающем моменте джоулевы потери в статорной и роторной обмотках не зависят от числа оборотов. Потери на трение и вентиляционные уменьшаются по известным законам при падении числа оборотов, но зато при этом увеличиваются потери в железе ротора, причем потери на гистерезис пропорциональны скольжению, а потери на вихревые токи пропорциональны квадрату скольжения. Обычно уменьшение потерь на трение и вентиляционные не компенсируется увеличением потерь в железе ротора, вследствие чего общие потери двигателя с уменьшением числа оборотов при том же вращающем моменте несколько уменьшаются.



Фиг. 212. Изменение числа оборотов, —— добавочное сопротивление в цепи ротора, — — — уменьшение напряжения на зажимах, ... добавочное сопротивление в цепи статора.

Мощность, превращающаяся в тепло во внешнем сопротивлении, представляет собой возникающие при регулировании добавочные джоулевы потери Q_Z[1]. При номинальном моменте они согласно ур. (22a и b) и (21) равны

$$Q_Z = N_a = sN_{iN} - Q_{2N} = (s - s_N) N_{iN}. \tag{462a}$$

Коэфициент полезного действия изменяется при постоянном вращающем моменте приблизительно пропорционально числу оборотов, так как механическая мощность пропорциональна числу оборотов, а потребляемая из сети мощность остается приблизительно неизменной.

Коэфициент мощности при постоянном вращающем моменте не зависит от числа оборотов, так как вторичная мощность согласно разделу B2b постоянна и число оборотов влияет лишь на распределение ее на механическую и электрическую мощности.

[1] Таким образом Q_Z не содержит потерь в железе.

Уравнения этого раздела выведены для регулирования при номинальном моменте, но они являются справедливыми и для произвольного постоянного вращающего момента, если индекс N отнести к величинам этого постоянного момента.

Для того чтобы показать на практическом примере влияние числа оборотов на величину к. п. д. и для возможности сравнения полученных результатов с к. п. д. при методах регулирования скорости, изложенных в разделах b и c, возьмем за основу двигатель с перегрузочной способностью $\ddot{u} = 2{,}5$, номинальным скольжением $s_N = 0{,}056$, $\varepsilon = 0{,}243$ и $\varkappa = 13{,}5$, потери которого, отнесенные к номинальной мощности, приведены для различных методов регулирования в табл. 15. Здесь обозначены:

через Q_R — потери на трение;
Q_L — потери вентиляционные;
Q'_{Ez} — добавочные потери в железе, зависящие от квадрата напряжения;
Q''_{Ez} — добавочные потери в железе, зависящие от квадрата тока;
Q_{E1} — потери в железе статора;
Q_1 — джоулевы потери в обмотке статора;
Q_{H_2} — потери на гистерезис в роторе;
Q_{W_2} — потери на вихревые токи в роторе;
Q_2 — джоулевы потери в обмотке ротора.

При пересчете потерь на числа оборотов $0{,}9\,n_N$, $0{,}75\,n_N$ и $0{,}5\,n_N$ принято, что $Q_R \sim n^{1,5}$, $Q_L \sim n^3$, $Q'_{Ez} + Q''_{Ez} \sim n^2$, $Q_{H_2} \sim s$, $Q_{W_2} \sim s^2$.

В табл. 15 приведены также полная механическая мощность N_2, которая для большей наглядности принята при номинальном числе оборотов равной 100, полезная мощность N'_2 на валу двигателя и первичная потребляемая из сети мощность N_1. При регулировании с постоянным развиваемым двигателем вращающим моментом $M_N = \frac{N_{iN}}{2\pi n_1}$ мы получаем вообще при $a = \frac{n}{n_N}$

$$\eta = \frac{N'_2}{N_1} = \frac{aN_{2N} - Q_{мех}}{aN_{2N} + Q_{ротора} + Q_{статора} + N_a}. \tag{462}$$

Регулирование числа оборотов сопротивлениями в цепи ротора кроме ухудшения к. п. д. имеет еще тот существенный для многих приводов недостаток, что число оборотов сильно зависит от величины вращающего момента. Для двигателя, потери которого приведены в табл. 15, числа оборотов для трех различных регулировочных сопротивлений R_a, величины которых подобраны так, что при номинальном моменте получаются числа оборотов 0,9, 0,75 и 0,5 от номинального, показаны жирными кривыми на фиг. 212. При разгрузке двигателя число его оборотов во всех случаях стремится к синхронному числу оборотов n_1.

b) Регулирование изменением первичного напряжения без потерь. Путем уменьшения напряжения на зажимах при постоянном вращающем моменте ($N_i = \mathrm{const}$) скольжение согласно ур. (59а) увеличивается и стремится к величине опрокидывающего скольжения. Поэтому число оборотов можно в известных пределах изменять и путем изменения

ТАБЛИЦА 15

Сравнение методов регулирования числа оборотов по разделам a, b, c

		Раздел a			Разделы b и (c)	
	$n_N = 0{,}944 n_1$	$0{,}90 n_N$	$0{,}75 n_N$	$0{,}5 n_N$	$0{,}90 n_N$ $u = 0{,}699$	$0{,}75 n_N$ $u = 0{,}634$
N_2	100	90	75	50	90	75
Q_R	1,60	1,36	1,04	0,57	1,36	1,04
Q_L	1,60	1,17	0,68	0,20	1,17	0,68
Q'_{Ez}	1,00	0,81	0,56	0,25	0,40	0,23
Q''_{Ez}	1,00	0,81	0,56	0,25	0,90	1,20
N'_2	94,80	85,85	72,16	48,73	86,17	71,85
Q_{E1}	3,00	3,00	3,00	3,00	1,47	1,20
Q_1	6,95	6,95	6,95	6,95	16,08	30,0
					(75,6)	(128,0)
N_a	—	9,88	24,65	49,1		
Q_{H_2}	0,0500	0,13	0,26	0,47	0,07	0,10
Q_{W_2}	0,0050	0,04	0,14	0,45	0,02	0,06
Q_2	5,85	5,85	5,85	5,85	15,81	30,74
N_1	115,8	115,8	115,8	115,8	123,4 (199,0)	137,1 (265,1)
η	0,820	0,742	0,624	0,422	0,699 (0,433)	0,523 (0,271)
$\cos\varphi$	0,843	0,843	0,843	0,843	0,842 (0,927)	0,743 (0,906)

напряжения на зажимах, причем в этом случае ротор может иметь короткозамкнутую обмотку. Достигаемое при этом наименьшее число оборотов во многом зависит от величины номинального скольжения двигателя и от опрокидывающего момента при номинальном напряжении. Для получения более широких пределов регулирования нужно искусственно увеличивать номинальное скольжение двигателя. В этом разделе мы будем предполагать, что изменение напряжения практически происходит без потерь, например, при помощи ступенчатого трансформатора или индукционного регулятора.

Для номинального скольжения можно согласно ур. (63b) написать

$$\bar{s}_N = \frac{s_K}{[\ddot{u} + (\ddot{u} - 1)\varepsilon] + \sqrt{[\ddot{u} + (\ddot{u} - 1)\varepsilon]^2 - 1}}, \qquad (463a)$$

где $\ddot{u}$ — перегрузочная способность при номинальном напряжении U_N, а ε определяется ур. (62b). Согласно ур. (60b) опрокидывающий момент пропорционален произведению $UU_D = U\,(U - X_{1\sigma}I_\mu)$. Полагая намагничивающий ток пропорциональным напряжению на зажимах и вводя для сокращения

$$u^2 = \frac{UU_D}{U_N U_{DN}} = \left(\frac{U}{U_N}\right)^2, \tag{463b}$$

получим следующее выражение для скольжения при пониженном напряжении и номинальном моменте

$$s = \frac{s_K}{[\ddot{u}u^2 + (\ddot{u}u^2 - 1)\,\varepsilon] + \sqrt{[\ddot{u}u^2 + (\ddot{u}u^2 - 1)\,\varepsilon]^2 - 1}}. \tag{463c}$$

Таким образом

$$\frac{s}{s_N} = \frac{[\ddot{u} + (\ddot{u} - 1)\,\varepsilon] + \sqrt{[\ddot{u} + (\ddot{u} - 1)\,\varepsilon]^2 - 1}}{[\ddot{u}u^2 + (\ddot{u}u^2 - 1)\,\varepsilon] + \sqrt{[\ddot{u}u^2 + (\ddot{u}u^2 - 1)\,\varepsilon]^2 - 1}} \tag{463}$$

или, если пренебречь первичным сопротивлением R_1, т. е. при $\varepsilon = 0$

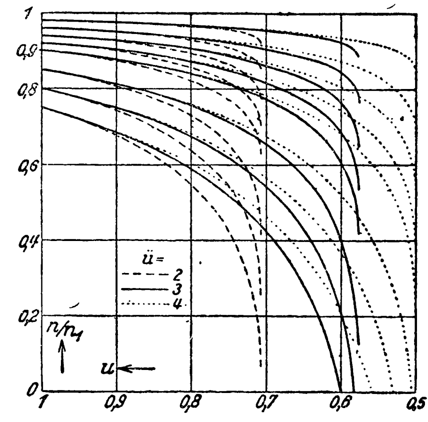
$$\frac{s}{s_N} = \frac{\ddot{u} + \sqrt{\ddot{u}^2 - 1}}{\ddot{u}u^2 + \sqrt{[\ddot{u}u^2]^2 - 1}}. \tag{463'}$$

Наименьшее число оборотов имеет место при наибольшей величине отношения $\frac{s}{s_N}$, которое согласно ур. (463) получается для $\ddot{u}u^2 - 1 = 0$ независимо от ε при отношении напряжений

$$u = \frac{1}{\sqrt{\ddot{u}}}. \tag{464a}$$

Тогда при наибольшем скольжении $s_{max} = s_K$ наименьшее число оборотов, которое может быть установлено, равно

$$n_{min} = (1 - s_K)\,n_1. \tag{464}$$



Фиг. 213. Число оборотов в функции относительного напряжения на зажимах $u = \frac{U}{U_N}$ при различных перегрузочных способностях $\ddot{u}$ и номинальных скольжениях ($u = 1$).

На фиг. 213 показаны вычисленные по ур. (463′) относительные числа оборотов при перегрузочных способностях $\ddot{u} = 2,3$ и 4, постоянном вращающем моменте M_N и различных номинальных скольжениях s_N в функции отношения напряжений u. Пределы регулирования тем больше, чем больше номинальное скольжение.

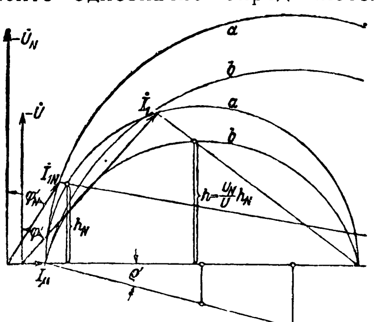
Уравнения и кривые фиг. 213 остаются справедливыми и для других постоянных вращающих моментов, отличных от номинального, если вместо s_N взять скольжение, соответствующее данному постоянному моменту, а под $\ddot{u}$ понимать отнесенную к этому моменту перегрузочную способность.

При этом методе регулирования скорости потери на трение и вентиляционные изменяются в зависимости от числа оборотов по тем же законам, что и при регулировании с помощью сопротивлений в цепи ротора. Потери в железе статора Q_{E_1} здесь уже не остаются постоянными, а уменьшаются пропорционально u^2. Далее, потери $Q_{H_2} \sim su^2$, $Q_{W_2} \sim s^2u^2$. Добавочные потери в железе $Q'_{Ez} \sim n^2u^2$ и $Q''_{Ez} \sim n^2I^2$.

Добавочные потери в меди роторной обмотки остаются здесь теми же, что и при регулировании сопротивлениями, так как согласно ур. (22а) они при данном вращающем моменте однозначно определяются скольжением.

Так как при данном методе регулирования активное сопротивление ротора не изменяется, то при постоянстве развиваемого двигателем вращающего момента мы получим, если пренебречь ничтожными потерями в железе ротора, следующее соотношение между токами и скольжениями:

$$\frac{I_2'^2}{I_{2N}'^2} \approx \frac{s}{s_N}. \qquad (465a)$$



Фиг. 214. Круговые диаграммы при номинальном и пониженном напряжении на зажимах.

Таким образом с уменьшением числа оборотов ток увеличивается, а вместе с ним растут и джоулевы потери в обмотке статора. Полные возникающие при регулировании добавочные потери в меди равны

$$Q'_Z = Q_1 - Q_{1N} + Q_2 - Q_{2N} = \left[\frac{R_1}{R_2'}\left(\frac{I_1}{I_{2N}'}\right)^2 - \frac{R_1}{R_2'}\left(\frac{I_{1N}}{I_{2N}'}\right)^2 + \left(\frac{I_2'}{I_{2N}'}\right)^2 - 1\right] Q_{2N}. \qquad (465b)$$

Величину Q'_Z мы для возможности сравнения отнесем к добавочным потерям в меди Q_Z, получающимся при регулировании числа оборотов с помощью сопротивлений в цепи ротора. Приняв во внимание ур. (462а) и (465а), после простых преобразований найдем

$$Q'_Z = \left[1 + \frac{R_1}{R_2'} \frac{s\left(\frac{I_1}{I_2'}\right)^2 - s_N\left(\frac{I_{1N}}{I_{2N}'}\right)^2}{s - s_N}\right] Q_Z. \qquad (465)$$

Верхнее предельное значение Q'_Z, если пренебречь намагничивающим током, получается равным

$$Q'_Z = \left(1 + \frac{R_1}{R_2'}\right) Q_Z. \qquad (465')$$

В первом приближении можно, как и при методе регулирования, изложенном в разделе а, принять остальные потери неизменными.

Для возможности суждения о величине коэфициента мощности на фиг. 214 построены круговые диаграммы для той же машины, к кото-

рой относится табл. 15, при номинальном числе оборотов (индекс N) и при числе оборотов $n = 0{,}75\, n_N$ при номинальном моменте. Если принять во внимание, что центры окружностей b, определяющих согласно разделу B3c вращающий момент, лежат на одной прямой, составляющей с осью абсцисс угол ϱ', то становится очевидным способ простого графического нахождения соответствующих значений напряжения на зажимах, первичного тока, коэфициента мощности и числа оборотов.

В табл. 15 приведены данные относительно потерь (с учетом намагничивающего тока), к. п. д. и коэфициента мощности для той же машины, которой мы пользовались при рассмотрении регулирования скорости с помощью сопротивлений в цепи ротора. При пересчете Q''_{Ez} принято, что эти потери для номинального режима распределяются поровну между статором и ротором. При определении коэфициента мощности намагничивающий ток принят пропорциональным напряжению на зажимах. Как видно из табл. 15, регулирование числа оборотов изменением первичного напряжения (без потерь) менее экономично, чем регулирование сопротивлениями в цепи ротора.

Изменение числа оборотов в зависимости от вращающего момента показано для чисел оборотов $n = 0{,}9\, n_N$ и $n = 0{,}75\, n_N$ на фиг. 212 кривыми из черточек. Наименьшее теоретически возможное число оборотов составляет согласно ур. (464) и (63b) $n_{\min} = 0{,}69\, n_1 = 0{,}73\, n_N$.

При уменьшении напряжения на зажимах падает и перегрузочная способность (фиг. 212), благодаря чему снижение числа оборотов до $n_{\min}$ [ур. (464)] практически неосуществимо. Широкие пределы регулирования могут быть согласно фиг. 213 достигнуты лишь при значительном увеличении опрокидывающего скольжения, а следовательно, и номинального скольжения. Поэтому практически регулирование числа оборотов изменением напряжения применимо лишь для приводов с повторно-кратковременной нагрузкой. Добавочные потери в меди Q'_Z, которые и при этом методе в основном влияют на величину общих потерь, согласно ур. (465) тем меньше отличаются от добавочных потерь Q_Z раздела a, чем меньше отношение $\frac{R_1}{R'_2}$.

Большим преимуществом этого метода является возможность выполнения ротора в короткозамкнутой конструкции. Однако все потери при этом методе сосредоточены исключительно в *самом двигателе*, вследствие чего нагрев двигателя увеличивается.

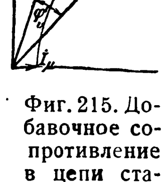
c) Регулирование при помощи добавочных сопротивлений в цепи статора. При регулировании скорости по способу раздела b напряжение на зажимах двигателя может быть понижено также путем включения добавочных сопротивлений в цепь статора. Это сопротивление может быть как активным, так и реактивным. Если в случае применения реактивного сопротивления пренебречь потребляемой им активной мощностью, то получаются те же к. п. д., что и при методе, изложенном в разделе b, но коэфициент мощности падает. Практически предпочитают пользоваться более простыми активными сопротивлениями, применение которых мы и рассмотрим. В этом случае к потерям в двигателе присоединяются еще потери в добавочном сопротивлении.

Для добавочных потерь в меди после простых преобразований получается следующее выражение:

$$Q''_Z = \left[1 + \frac{R_1}{R'_2}\frac{s\left(\frac{I_1}{I'_2}\right)^2 - s_N\left(\frac{I_{1N}}{I'_{2N}}\right)^2}{s - s_N} + \frac{R_v}{R'_2}\frac{s\left(\frac{I_1}{I'_2}\right)^2}{s - s_N}\right]Q_Z. \qquad (466)$$

Если пренебречь намагничивающим током, то в качестве верхнего предельного значения находим

$$Q''_Z = \left(1 + \frac{R_1}{R'_2} + \frac{R_v}{R'_2}\frac{n_1 - n}{n_N - n}\right)Q_Z. \qquad (466')$$

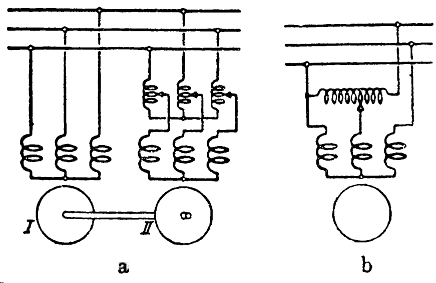


Фиг. 215. Добавочное сопротивление в цепи статора.

Величину добавочного сопротивления R_v, необходимую для получения определенного скольжения s, которому согласно ур. (463) или (463′) соответствует определенное отношение напряжений u, можно получить из фиг. 215, где φ' — сдвиг фаз между током и уменьшенным (отрицательным) напряжением на зажимах двигателя U без добавочного сопротивления (фиг. 214), а φ'_v — сдвиг фаз между током и (отрицательным) напряжением сети U_N, при добавочном сопротивлении R_v.

Тогда по правилу косинусов

$$R_v = \frac{U_N}{I_1}\left[\sqrt{1 - u^2 + (u\cos\varphi')^2} - u\cos\varphi'\right], \qquad (467)$$



Фиг. 216. *a* — вспомогательный двигатель *II* с обратным направлением вращения поля; *b* — несимметричное включение.

а по правилу синусов

$$\sin\varphi'_v = u\sin\varphi \qquad (468a)$$

или

$$\cos\varphi'_v = \sqrt{1 - u^2 + (u\cos\varphi')^2}. \qquad (468b)$$

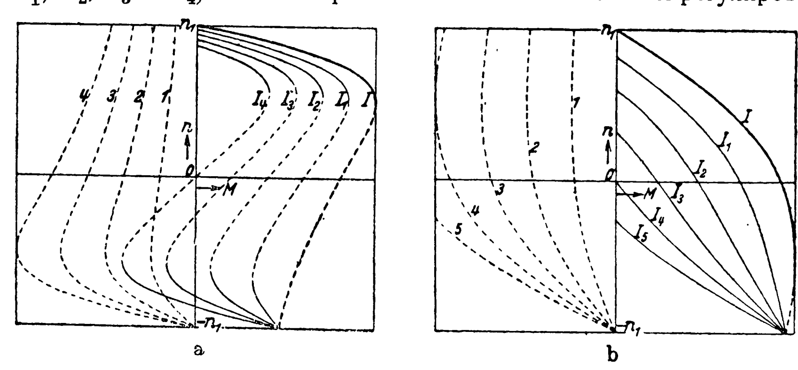
Величины I', $\cos\varphi'$ и u определяются по диаграмме тока (фиг. 214) при уменьшенном напряжении и $R_v = 0$.

В табл. 15 приведенные для этого метода данные относительно потерь (N_a — потеря в добавочном сопротивлении R_v) взяты в скобки. Остальные потери остаются теми же, что и при методе регулирования, изложенном в разделе b. Первичная потребляемая мощность, к. п. д. и коэфициент мощности также взяты в скобки. Коэфициент полезного действия в этом случае, конечно, значительно ниже, чем при регулировании по методу раздела b, но зато коэфициент мощности выше. Пунктирные кривые на фиг. 212 показывают характер зависимости числа оборотов от вращающего момента.

d) Регулирование с помощью возбуждения обратного поля. Представим себе два индукционных двигателя *I* и *II* (фиг. 216, *a*), свя-

занных механически и присоединенных к сети так, чтобы их поля вращались в противоположные стороны и чтобы напряжение на зажимах одного из них (например, *II*) могло регулироваться с помощью, например, ступенчатого трансформатора.

На фиг. 217, *a* показаны число оборотов двигателя *I* (кривая *I*) при напряжении сети U_N и числа оборотов двигателя *II* (кривые *1*, *2*, *3*, *4*) при четырех различных напряжениях на зажимах, равных $\frac{U_N}{2}$, $\frac{U_N}{\sqrt{2}}$, $\frac{\sqrt{3}U_N}{2}$ и U_N в функции развиваемого каждым двигателем вращающего момента. Если определить результирующий момент на валу агрегата, то при одинаковых двигателях кривые числа оборотов в функции результирующего момента будут иметь вид, показанный на фиг. 217, *a* (кривые I_1, I_2, I_3 и I_4). Таким образом становится возможным регулирование



Фиг. 217. Кривые числа оборотов $n = f(M)$ для схемы по фиг. 216. *a* — без добавочного сопротивления в цепи ротора; *b* — с добавочным сопротивлением в цепи ротора.

числа оборотов и притом в противоположность ранее описанным методам даже при холостом ходе. Однако в устойчивой области (сплошные кривые) число оборотов может регулироваться лишь в очень узких пределах и опрокидывающий момент при уменьшении числа оборотов холостого хода быстро падает.

Значительно большие пределы регулирования скорости получаются путем увеличения скольжения. Это становится ясным из фиг. 217, *b*, для которой опрокидывающее скольжение равно $s_K = 1{,}5$, тогда как для кривых фиг. 217, *a* $s_K = 0{,}5$. Таким образом путем увеличения скольжения можно в значительно более широких пределах регулировать число оборотов холостого хода и тем расширить устойчивую область кривых числа оборотов. Практически при регулировании числа оборотов двигателя имеют значение лишь части кривых, расположенные в квадранте *I* фиг. 217, *a* и *b*. Однако для привода кранов могут иметь значение при опускании груза (изменение направления вращения) и части кривых, расположенные в квадранте *IV* фиг. 217, *b* (см. раздел К6).

Оба двигателя, показанные на фиг. 216, *a*, могут быть объединены в одну машину с двумя вращающимися в противоположные стороны

полями. Согласно разделу 14 тома II при питании многофазной обмотки от несимметричной сети в машине всегда возникают два поля, вращающиеся в разные стороны.

Таким образом необходимые для регулирования скорости вращающиеся поля могут быть получены путем создания несимметрии в напряжении на зажимах. Подходящая для этой цели схема показана, например, на фиг. 216, *b*. Одна фаза обмотки присоединяется к подвижному контакту автотрансформатора. Перемещением этого контакта достигается различная степень несимметрии. Когда контакт располагается на правом конце автотрансформатора, обратное вращающееся поле равно нулю (кривая *I* на фиг. 217, *a* и *b*). Симметричные составляющие обоих полей определяются согласно разделу I 4d тома II.

Скольжения для прямого и обратного полей получаются из относительного числа оборотов $\nu = \frac{n}{n_1}$ равными

$$s' = 1 - \nu \tag{469a}$$

и

$$s'' = 1 + \nu. \tag{469b}$$

Отсюда развиваемые обоими вращающимися полями моменты согласно ур. (62a) равны

$$M' = \frac{2(1+\varepsilon)}{\frac{1-\nu}{s_K} + \frac{s_K}{1-\nu} + 2\varepsilon} M'_K \tag{470a}$$

и

$$M'' = \frac{2(1+\varepsilon)}{\frac{1+\nu}{s_K} + \frac{s_K}{1+\nu} + 2\varepsilon} M''_K, \tag{470b}$$

где

$$M'_K = \left(\frac{U'}{U_N}\right)^2 M_K \tag{471a}$$

и

$$M''_K = \left(\frac{U''}{U_N}\right)^2 M_K. \tag{471b}$$

Здесь M_K — опрокидывающий момент при симметричном номинальном напряжении на зажимах U_N, а U' и U'' — напряжения на зажимах двигателей *I* и *II* на фиг. 216, *a* или симметричные составляющие напряжения на зажимах на фиг. 216, *b*. Тогда результирующий вращающий момент при относительном числе оборотов ν будет равен

$$M = M' - M''. \tag{471}$$

Регулирование числа оборотов по этому методу связано с большими потерями. Возникающие добавочные потери представляют собой, главным образом, потери в меди, по сравнению с которыми потери в железе от наложения обоих полей почти равны нулю. Для сравнения этого метода регулирования скорости с методами, изложенными в разделах a и b, рассмотрим лишь потери в меди ротора. Для методов разделов a и b эти потери для определенного числа оборотов, соответствующего скольжению s, равны

$$Q_2 = sN_i. \tag{472}$$

При регулировании по фиг. 216, *a* или *b* потери в роторе складываются из потерь, соответствующих о б о и м полям. Обозначая эти потери и соответствующую внутреннюю мощность одним и соответственно двумя штрихами и полагая скольжение для прямого поля равным $s = s'$, получим

$$Q_2 = Q_2' + Q_2'' = sN_i' + (2 - s) N_i'' = s(N_i' - N_i'') + 2N_i''. \quad (472a)$$

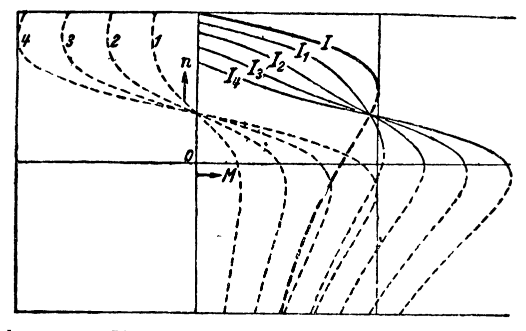
При том же результирующем моменте, как и в случаях регулирования по разделам a и b,

$$N_i = N_i' - N_i'', \quad (472b)$$

откуда

$$Q_2 = sN_i + 2N_i''. \quad (473)$$

Другими словами, кроме потерь в меди sN_i, возникающих при регулировании числа оборотов по методам, изложенным в разделах a и b, здесь возникает еще потеря в меди ротора, равная двойной полной внутренней мощности N_i'' двигателя *II* (фиг. 216, *a*) или обратного вращающегося поля (фиг. 216, *b*). Мощность N_i'' получается по кривым вращающих моментов *1*—*4* на фиг. 217, *a* и *b* путем умножения на $2\pi n_1$. Описанный метод регулирования вследствие больших потерь в роторе может применяться только при кратковременной работе.



Фиг. 218. То же, что и на фиг. 217, *a* и *b*, но с вспомогательной машиной на большее число полюсов.

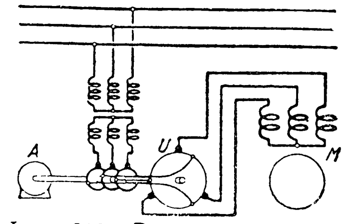
Регулирование скорости по данному методу может быть объединено с регулированием при помощи сопротивлений в цепи ротора, если обмотка ротора выполнена с контактными кольцами. Тогда при номинальной работе с полным числом оборотов сопротивление ротора можно замыкать накоротко, а при регулировании несимметрией напряжения на зажимах для достижения меньшего числа оборотов холостого хода вводить его в цепь ротора.

e) Регулирование путем наложения вращающегося поля с бóльшим числом пар полюсов. Несколько более благоприятный характер кривой числа оборотов можно получить, накладывая на рабочее вращающееся поле другое поле с бóльшим числом пар полюсов, если при этом выполнить роторную обмотку так, чтобы она по отношению к регулировочной обмотке (с бóльшим числом пар полюсов) обладала относительно большим сопротивлением (см. раздел D). Схема соединений соответствует при этом фиг. 216, *a*, если представить себе, что оба двигателя объединены в один. Рабочая обмотка статора, создающая прямое поле, присоединяется непосредственно к сети, а напряжение на регулировочной обмотке может быть изменяемо с помощью автотрансформатора. Для случая, когда число полюсов регулировочной обмотки в три раза

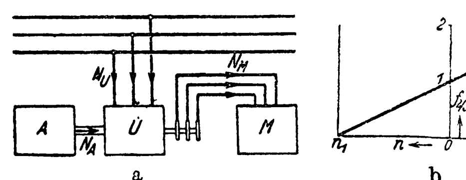
больше, чем у рабочей, и опрокидывающее скольжение для прямого поля равно 0,5, а для обратного поля равно 1,5, числа оборотов в функции вращающего момента показаны на кривой фиг. 218. Кривая *I* относится только к рабочей обмотке, а кривые *1*, *2*, *3*, *4* относятся к регулировочной обмотке при различных напряжениях на зажимах. Кривые I_1, I_2, I_3 и I_4 изображают число оборотов двигателя в функции результирующего вращающего момента. Следует отметить, что при одинаковых вращающих моментах ($M' = M''$) мощность N_i'' составляет лишь одну треть от N_i'.

2. Регулирование путем изменения первичной частоты

а) Изменение частоты. Асинхронный преобразователь частоты. С помощью изменения первичной частоты возможно осуществить регулирование числа оборотов почти без всяких потерь. Этот метод имеет еще те преимущества, что ротор может быть выполнен с постоянно короткозамкнутой обмоткой и что число оборотов мало зависит от величины вращающего момента. Число оборотов приблизительно пропорционально первичной частоте. Решение задачи регулирования числа оборотов сводится в этом случае к возможно более экономичному регулированию частоты.



Фиг. 219. Регулирование при помощи преобразователя частоты с посторонним возбуждением.



Фиг. 220. *a* — преобразователь частоты; *b* — отношение частот в функции его числа оборотов.

Для полного использования регулируемого индукционного двигателя его намагничивание должно при регулировании скорости оставаться приблизительно постоянным, т. е. напряжение на зажимах двигателя должно изменяться пропорционально частоте. Этому условию удовлетворяет целиком синхронный генератор с постоянным возбуждением. Однако этот генератор должен приводиться во вращение от двигателя с регулируемым числом оборотов, т. е. здесь задача осуществления регулирования переносится лишь с главного двигателя на приводный двигатель синхронного генератора. Приводный двигатель и генератор должны быть рассчитаны на полную мощность регулируемого индукционного двигателя, и поэтому регулирование частоты с помощью двигатель-генератора экономически невыгодно.

При питании регулируемого индукционного двигателя от щеток коллектора преобразователя частоты с посторонним возбуждением (фиг. 219) напряжение на щетках также пропорционально частоте. Приводный двигатель *A* преобразователя частоты *U* в этом случае должен быть рассчитан лишь на мощность механических потерь преобразователя частоты, благодаря чему регулирование приводного двигателя возможно без

сколько-нибудь значительных потерь. Однако сам преобразователь частоты должен быть построен на полную мощность регулируемого двигателя, что при больших мощностях вызывает чисто конструктивные затруднения.

Большее практическое значение имеет метод регулирования с помощью асинхронного преобразователя частоты, который мы поэтому рассмотрим несколько подробнее.

На фиг. 220, *a* U изображает преобразователь частоты, первичная обмотка которого приключена к сети, а вторичная обмотка соединена с двигателем M, число оборотов которого должно регулироваться. Приводный двигатель (регулируемый) преобразователя частоты обозначен буквой A. Если ротор преобразователя частоты U привести во вращение в сторону перемещения поля с синхронным числом оборотов ($n = +n_1$), то частота токов в роторе будет равна нулю. С уменьшением числа оборотов она возрастает линейно и при неподвижном состоянии приводного двигателя A вторичная частота f_2 равна первичной f_1. Если вращать приводный двигатель A против поля преобразователя U с синхронной скоростью ($n = -n_1$), то вторичная частота будет равна $2f_1$.

Таким образом

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{n_1 - n}{n_1}. \tag{474a}$$

Величина этого отношения в функции числа оборотов n приводного двигателя показана на фиг. 220, *b*. Если обозначить через n_{M_1} синхронное число оборотов регулируемого двигателя M, соответствующее частоте сети, то его число оборотов холостого хода

$$n_M = \frac{f_2}{f_1} n_{M_1} = \frac{n_1 - n}{n_1} n_{M_1}. \tag{474b}$$

При нагрузке действительное число оборотов будет отличаться от n_M на величину скольжения. Отметим, что и в этом преобразователе напряжение на вторичной обмотке пропорционально частоте, благодаря чему намагничивание регулируемого двигателя M остается приблизительно постоянным.

При показанном на фиг. 220, *a* стрелками направлении потока энергии подводимая к двигателю мощность N_M, если пренебречь потерями в преобразователе, равна сумме приводной мощности N_A и подводимой из трехфазной сети к преобразователю мощности

$$N_M = N_A + N_U. \tag{475}$$

Если обозначить через M_M вращающий момент регулируемого двигателя M, а через M_U — вращающий момент, развиваемый в преобразователе частоты, то

$$N_U = 2\pi n_1 M_U, \tag{475a}$$

$$N_A = -2\pi n M_U, \tag{475b}$$

$$N_M = 2\pi n_M M_M = 2\pi (n_1 - n) M_U. \tag{475c}$$

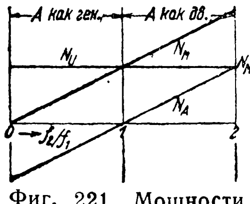
Из последнего уравнения, приняв во внимание ур. (474b), находим вращающий момент преобразователя, определяющий конструктивные размеры преобразователя и его приводного двигателя

$$M_U = \frac{n_{M1}}{n_1} M_M. \tag{476a}$$

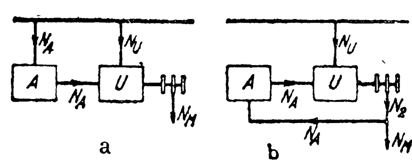
Он не зависит от вторичной частоты и при постоянной величине момента M_M регулируемого двигателя равен

$$M_U = \frac{N_{M1}}{2\pi n_1}, \tag{476b}$$

где N_{M1} — мощность регулируемого двигателя при частоте f_1. На фиг. 221 показаны в функции отношения частот, мощности N_M, N_U и N_A при постоянном вращающем моменте регулируемого двигателя и изменении частоты в пределах $0 < \frac{f_2}{f_1} < 2$. При наибольшем числе оборотов регулируемого двигателя $\left(\frac{f_2}{f_1} = 2\right)$ мощность подводится к нему наполовину



Фиг. 221. Мощности при схеме по фиг. 220, *a*.



Фиг. 222. Приводный двигатель *A*. *a* — при включении в первичную сеть; *b* — при включении во вторичную сеть.

через первичную обмотку преобразователя и наполовину через приводный двигатель, тогда как при регулировании с помощью синхронного генератора как он, так и приводный двигатель должны быть рассчитаны на полную мощность регулируемого двигателя.

b) Привод асинхронного преобразователя частоты от индукционного двигателя. Как правило, для питания приводного двигателя преобразователя частоты имеется в распоряжении лишь сеть трехфазного тока. Для возможности плавного и практически без потерь регулирования числа оборотов приводного двигателя можно было бы применить коллекторный двигатель. Обычно, однако, предпочитают брать для этой цели индукционный двигатель с переключением числа полюсов, хотя при этом приходится ограничиваться лишь отдельными ступенями скорости.

Принципиально здесь возможны две различные схемы: питание приводного двигателя *A* от первичной сети (фиг. 222, *a*) или питание его от вторичной сети (фиг. 222, *b*).

Рассмотрим сперва первую схему. В случае привода от индукционного двигателя с короткозамкнутым ротором число оборотов n, если пренебречь потерями в роторе, равно синхронному числу оборотов приводного двигателя. Обозначив через p_U и p_A числа пар полюсов преобразователя частоты и его приводного двигателя, получим

$$n_1 = \frac{f_1}{p_U} \tag{477a}$$

и

$$n=\frac{f_1}{p_A}. \qquad (477b)$$

Отсюда отношение частот и число оборотов холостого хода регулируемого двигателя согласно ур. (474a и b) получаются равными

$$\frac{f_2}{f_1}=\left|1\mp\frac{p_U}{p_A}\right| \qquad (478a)$$

и

$$n_M=\left(1\mp\frac{p_U}{p_A}\right)n_{M_1}, \qquad (478b)$$

где отрицательный знак относится к положительному n (вращение в направлении поля преобразователя), а положительный знак — к отрицательному n (вращение против поля преобразователя). При питании двигателя непосредственно от сети $n_M=n_{M_1}$. Так, например, при $p_U=1$ и $p_A=2$ получаются числа оборотов $n_M=0{,}5n_{M_1}$ (вращение в направлении поля преобразователя), $n_M=n_{M_1}$ (питание двигателя M непосредственно от сети) и $n_M=1{,}5n_{M_1}$ (вращение против поля преобразователя). Если приводный двигатель имеет две обмотки, из которых одна может переключаться на 8 и 4 пары полюсов, а другая на 2 и 1 пару полюсов, то согласно ур. (478b), если, например, преобразователь построен на $p_U=1$, получаются отношения чисел оборотов $\frac{n_M}{n_{M_1}}=0$, 0,5, 0,75, 0,875, 1, 1,125, 1,25, 1,5, 2, из которых, конечно, число оборотов 0 не имеет никакого практического значения.

Принципиально возможно выполнить с переключением числа полюсов и самый **преобразователь частоты**. Однако в этом случае пришлось бы сделать переключаемой и обмотку его ротора, что значительно удорожило бы всю конструкцию.

В схеме, показанной на фиг. 222,*b*, преобразователь U и приводный двигатель A соединены в каскад (раздел 5). Для показанного стрелками направления потока энергии уравнение мощностей будет иметь вид:

$$N_M=N_U=N_2-N_A. \qquad (479)$$

Здесь

$$N_U=2\pi n_1 M_U, \qquad (479a)$$

$$N_M=2\pi n_M M_M, \qquad (479b)$$

$$N_2=2\pi(n_1-n)M_U, \qquad (479c)$$

$$N_A=-2\pi n M_U. \qquad (479d)$$

И в этом случае число оборотов n приводного двигателя должно быть взято положительным, если направление его вращения совпадает с направлением вращения поля преобразователя. Вращающий момент, определяющий конструктивные размеры преобразователя и его приводного двигателя, получается согласно ур. (474b), (479), (479a и b) равным

$$M_U=\frac{f_2}{f_1}\cdot\frac{n_{M_1}}{n_1}M_M. \qquad (480a)$$

При постоянстве вращающего момента регулируемого двигателя

$$M_U = \frac{f_2}{f_1}\,\frac{N_{M1}}{2\pi n_1}. \tag{480b}$$

Таким образом M_U зависит здесь от отношения частот в противоположность тому, что мы наблюдали при схеме фиг. 222, *a*. В этом случае

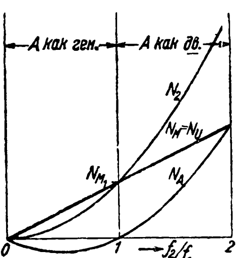
$$N_2 = \left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2 N_{M_1} \tag{480c}$$

и

$$N_A = \left(1 - \frac{f_2}{f_1}\right)\frac{f_2}{f_1} N_{M_1}. \tag{480d}$$

Сравнивая ур. (476b) и (480b), мы видим, что конструктивные размеры преобразователя, включенного по схеме фиг. 222, *b*, при $\frac{f_2}{f_1} < 1$ меньше, а при $\frac{f_2}{f_1} > 1$ больше, чем для схемы по фиг. 222, *a*.

На фиг. 223 показаны в функции отношения частот мощности N_M, N_U, N_2 и N_A при постоянном вращающем моменте регулируемого двигателя и изменении частоты в пределах $0 < \frac{f_2}{f_1} < 2$.



Фиг. 223. Мощности при схеме по фиг. 222, *b*.

Найдем еще соотношение между отношением частот и отношением чисел пар полюсов для схемы по фиг. 222, *b*.

Согласно ур. (474a), имеющего силу и для данного случая, отношение частот

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{n_1 - n}{n_1} = 1 \mp \frac{f_2}{f_1}\,\frac{p_U}{p_A} = \frac{p_A}{p_A \pm p_U} = \frac{1}{1 \pm \frac{p_U}{p_A}}. \tag{481}$$

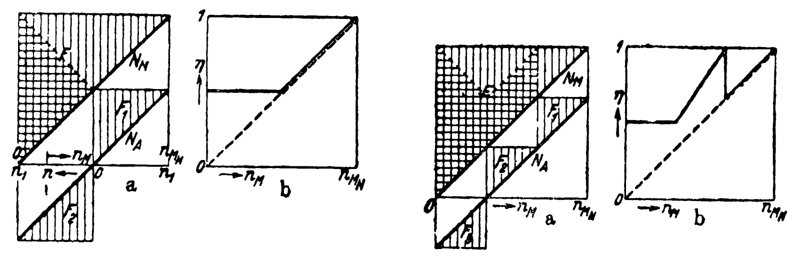
В большинстве случаев асинхронный преобразователь частоты применяется для повышения частоты сети $\left(\frac{f_2}{f_1} > 1\right)$ с целью получения чисел оборотов больших, чем наивысшее возможное (3 000 об/мин при $p = 1$) при частоте 50 Hz.

c) Плавное регулирование. Для получения плавного регулирования скорости без применения для привода асинхронного преобразователя частоты коллекторного двигателя можно взять в качестве приводного индукционный двигатель и регулировать его число оборотов по одному из методов, описанных в разделе I. В дальнейшем мы рассмотрим лишь регулирование сопротивлениями в цепи ротора (раздел Ia) и сравним его с тем случаем, когда регулировочное сопротивление включено непосредственно в ротор главного двигателя.

Предположим сперва, что приводный двигатель преобразователя частоты выполнен без переключения числа полюсов, и допустим, что при короткозамкнутых контактных кольцах двигателя A (фиг. 222, *a*) отношение частот $\frac{f_2}{f_1} = 2$. Соответствующее этому отношению число обо-

ротов главного двигателя обозначим через n_{M_N}. Тогда при постоянном вращающем моменте мощность главного регулируемого двигателя M определяется прямой N_M, а мощность приводного двигателя — прямой N_A на фиг. 224, *a*. В области чисел оборотов $\frac{n_{M_N}}{2} \ldots n_{M_N}$ приводный двигатель вращается против поля преобразователя. Мощность, превращающаяся в тепло в добавочных сопротивлениях цепи ротора, при регулировании скорости изобразится ординатами площади F_1. Для дальнейшего уменьшения числа оборотов главного двигателя приводный двигатель преобразователя должен вращаться в направлении поля преобразователя. Мощность, превращаемая в тепло, в добавочных сопротивлениях для этой области регулирования изобразится ординатами площади F_2.

Для того чтобы иметь возможность сравнивать эти потери с теми, которые возникают при непосредственном регулировании главного дви-



Фиг. 224. Фиг. 225.

Сравнение методов регулирования при помощи преобразователя частоты и при помощи добавочного сопротивления в цепи ротора главного двигателя. Фиг. 225 относится к приводному двигателю с переключением числа полюсов.

гателя путем включения сопротивлений в цепь его ротора, представим себе, что главный двигатель имеет половинное число полюсов, т. е. что при частоте сети он имеет такое же число оборотов, как при регулировании преобразователем для отношения частот $\frac{f_2}{f_1} = 2$. Тогда мощность, превращаемая при регулировании в тепло в сопротивлениях ротора, изобразится ординатами площади F. Ординаты горизонтально заштрихованной части этой площади представляют собой избыток потерь при регулировании скорости сопротивлениями, включенными в цепь ротора главного двигателя, над потерями при регулировании преобразователем частоты. Экономичность применения преобразователя проявляется, таким образом, лишь при числах оборотов, меньших половины максимального числа оборотов главного двигателя. Если пренебречь потерями в самих машинах, то кривые к. п. д. получают вид, показанный на фиг. 224, *b*, причем пунктирная кривая относится к регулированию скорости путем включения сопротивлений в цепь ротора главного двигателя.

Еще более экономичным будет регулирование при помощи преобразователя частоты, если приводный двигатель выполнен с переключением числа полюсов. В этом случае, однако, ротор приводного двигателя также

должен иметь переключение числа полюсов. На фиг. 225,*a* принято, что преобразователь спроектирован для наибольшего отношения частот, равного $\frac{f_2}{f_1} = 3$, и что число полюсов может переключаться в отношении 1:2. Ординаты площадей F_1, F_2 и F_3 представляют собой потери в добавочных сопротивлениях ротора приводного двигателя при регулировании с помощью преобразователя частоты, а ординаты площади F — потери при непосредственном регулировании главного двигателя в сопротивлениях, включенных в цепь его ротора. Ординаты горизонтально заштрихованной части площади F дают тогда избыток потерь при непосредственном регулировании над потерями при регулировании преобразователем частоты.

На фиг. 225,*b* показаны кривые к. п. д. для обоих случаев, когда потерями в самих машинах мы пренебрегаем.

3. Регулирование при помощи переключения числа полюсов

Практически наиболее важным методом ступенчатого регулирования числа оборотов является изменение числа пар полюсов. Для этого в статоре устраивают несколько обмоток с различными числами полюсов или одну или несколько обмоток с переключением числа полюсов. Тогда при постоянной частоте сети каждому числу пар полюсов статорной обмотки соответствует свое определенное синхронное число оборотов, превышающее рабочее число оборотов ротора при нагрузке на величину скольжения. Между этими ступенями скорости можно осуществить еще и плавное регулирование числа оборотов путем включения сопротивлений в цепь ротора (раздел 1а) или при достаточно большом сопротивлении ротора путем изменения первичного напряжения на зажимах. При первом способе регулирования ротор также должен иметь обмотку с переключением полюсов или несколько самостоятельных обмоток с различными числами полюсов. При этом для возможности производить переключение во время работы ротор должен быть снабжен большим числом контактных колец, что вызывает значительное удорожание двигателя. На этом основании двигатели с переключением числа полюсов большей частью имеют роторы с короткозамкнутыми обмотками, подходящими для всех возможных в данной машине чисел пар полюсов. В большинстве случаев при этом отказываются от плавного регулирования и применяют обычные роторы с обмоткой в виде беличьей клетки.

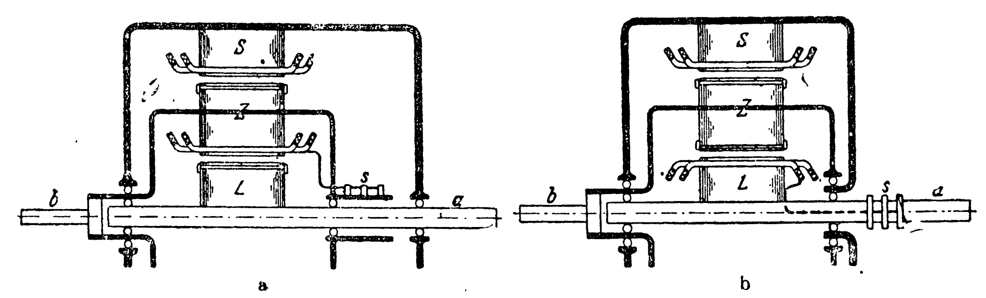
Рабочие и другие свойства машины с переключением числа полюсов таковы же, как и у машины, выполненной лишь на одно число пар полюсов. Для каждого числа пар полюсов статорной обмотки остаются в силе выводы раздела В, причем, однако, необходимо иметь в виду, что для различных чисел пар полюсов, как правило, обмоточные коэфициенты, а также активные и реактивные сопротивления рассеяния будут различными. Кроме того, следует учесть, что при обычных однослойных обмотках с переключением числа полюсов могут возникнуть значительные высшие гармоники поля, действие которых было подробно рассмотрено в разделе H2d (см. также раздел К4). Поэтому в большинстве случаев обмотки с переключением числа полюсов выполняют двухслойными с соответствующей шириной катушек. Различные типы обмоток с переклю-

чением числа полюсов подробно рассмотрены в книге автора „Якорные обмотки“ (см. разделы II, 35—39), и поэтому мы здесь на них не останавливаемся.

Во многих случаях можно роторные обмотки двигателей с переключением числа полюсов выполнять по типу короткозамкнутых обмоток раздела D2. При этом можно получить на отдельных ступенях наиболее подходящую величину приведенного к статорной обмотке сопротивления ротора, определяющего рабочие свойства машины. Если, например, требуется иметь на какой-нибудь ступени скорости широкое регулирование числа оборотов путем изменения напряжения на зажимах, необходимое для плавного перехода на следующую ступень, то обмоточный коэфициент роторной обмотки должен иметь относительно небольшое значение.

4. Двигатели с двойным ротором

а) Двигатель с промежуточным ротором. Для того чтобы иметь возможность без применения преобразователя частоты при питании от сети с частотой 50 Hz получить числа оборотов больше 3 000 об/мин и, кроме того, получить различные ступени скорости, можно между статором и ротором обычного индукционного двигателя поместить еще промежуточный ротор, на наружной и на внутренней поверхности кото-



Фиг. 226. Двигатели с промежуточным ротором Z; S — статор, L — внутренний ротор.

рого расположены многофазные обмотки. Продольный разрез верхней половины машин подобной конструкции показан на фиг. 226, *a* и *b*. Здесь S — неподвижный статор, L — ротор и Z — промежуточный ротор, который может вращаться как относительно статора S, так и относительно ротора L (на фиг. 226, *a* и *b* это показано при помощи шарикоподшипников). На наружной поверхности промежуточного ротора Z в обоих случаях расположена обмотка в виде беличьей клетки, благодаря чему при питании многофазной обмотки статора от сети промежуточный ротор при идеальном холостом ходе вращается с синхронным числом оборотов n_1' вращающегося поля статора.

На фиг. 226, *a* на внутренней поверхности промежуточного ротора расположена трехфазная обмотка, питаемая через контактные кольца *s* от той же сети, что и статор. На роторе L имеется обмотка в виде беличьего колеса, благодаря чему он при идеальном холостом ходе вращается относительно промежуточного ротора с синхронным числом оборотов n_1''. Таким образом ротор, сидящий на валу *a*, в зависимости

от того, вращаются ли поля обеих первичных обмоток в одну и ту же сторону или в разные, развивает при идеальном холостом ходе число оборотов

$$n_0 = n_1' \pm n_1'' = \left(\frac{1}{p'} \pm \frac{1}{p''}\right) f_1, \qquad (482a)$$

где p' — число пар полюсов статора S, p'' — число пар полюсов внутренней обмотки промежуточного ротора.

На фиг. 226, b промежуточный ротор и на внутренней поверхности имеет обмотку в виде беличьей клетки, а ротор L снабжен зато многофазной обмоткой, питаемой через контактные кольца s от сети. Ур. (482a) остается справедливым и для этой конструкции, но положительный знак соответствует вращению полей в противоположных направлениях, так как первичная и вторичная обмотки внутренней системы по сравнению с фиг. 226, a переменились местами.

При нагрузке число оборотов вала a будет меньше числа оборотов холостого хода на величину скольжения обеих частей двигателя:

$$s = 1 - \left[(1 - s')\frac{n_1'}{n_0} \pm (1 - s'')\frac{n_1''}{n_0}\right] = \frac{s'p'' \pm s''p'}{p'' \pm p'}. \qquad (482b)$$

Кроме числа оборотов холостого хода, удовлетворяющего ур.(482a), могут быть получены еще синхронные числа оборотов, соответствующие отдельным двигателям, т. е. n_1' и n_1''. Если питать от сети только обмотку статора S, то на валу b (фиг. 226, a и b) получится число оборотов n_1'. Если эта скорость должна быть получена на валу a, то нужно иметь особое приспособление для механического соединения промежуточного ротора Z с ротором L. Если питать от сети через кольца s только внутреннюю обмотку промежуточного ротора на фиг. 226, a или только роторную обмотку на фиг. 226, b, то при заторможенном роторе L мы получим на валу b число оборотов n_1''. Для получения этой скорости на валу a нужно затормозить промежуточный ротор, причем, если желательно в конструкции фиг. 226, b получить то же направление вращения, что и при питании только статорной обмотки, нужно изменить направление вращения поля в роторе L. Обычно переключение, механическое соединение и затормаживание ротора совершаются автоматически при помощи одного и того же аппарата.

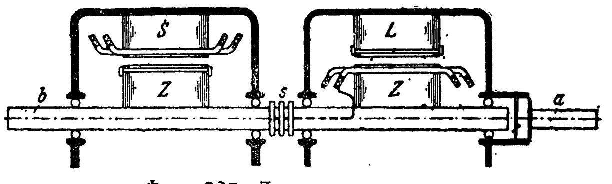
Таким образом двигатель с двойным ротором позволяет принципиально иметь четыре ступени скорости, которые путем особых приспособлений могут быть получены на одном и том же валу. Так, например, при $p' = 1$, $p'' = 3$ и $f_1 = 50$ Hz будем иметь: 1 000 об/мин (только внутренний двигатель), 2 000 об/мин (с промежуточным ротором и полями, вращающимися в противоположные стороны, по фиг. 226, a), 3 000 об/мин (только внешний двигатель) и 4 000 об/мин (с промежуточным ротором и полями, вращающимися в одну сторону, по фиг. 226, a). При желании получить наибольшее возможное число оборотов 6000 об/мин нужно взять $p' = p'' = 1$, но тогда возможны лишь 6 000 и 3 000 об/мин. Большее число ступеней скорости можно получить путем устройства обмоток с переключением числа полюсов. Практически при этом устраивают обмотку с переключением числа полюсов лишь у внешнего двигателя, так как статор его неподвижен. Если число переключений статорной

обмотки на различное число полюсов равно k, то, вообще говоря, получается $3k+1$ ступеней скорости, но часть из них может давать одинаковые числа оборотов, а одна может соответствовать неподвижному состоянию ($n_0=0$). Если, например, статорная обмотка может переключаться на четыре различных числа пар полюсов, то наибольшее возможное число ступеней скорости равно 13. Применяя две обмотки, из которых одна может переключаться на 1 и 2, а другая — на 3 и 6 пар полюсов, и взяв для внутреннего двигателя $p''=1$, получим по ур. (482 a) лишь 10 различных ступеней (при $f_1=50$ Hz) через каждые 500 об/мин, в пределах от 500 до 4 500 об/мин и, кроме того, еще число оборотов, равное 6 000 об/мин.

Рабочие свойства двигателя с промежуточным ротором вполне определяются свойствами отдельных двигателей.

Общая мощность в зависимости от направления вращения полей равна сумме или разности мощностей отдельных двигателей:

$$N=N'\pm N''. \quad (483)$$



Фиг. 227. Двигатель тандем.

Вращающие моменты, если не считаться с механическими потерями (ур. 95), покрываемыми промежуточным ротором, одинаковы. Отдельные числа оборотов обратно пропорциональны числам пар полюсов.

Если числа пар полюсов p' и p'' обоих вращающихся полей одинаковы, можно при числах оборотов, соответствующих отдельным двигателям, соединять внешнюю и внутреннюю машины параллельно и получать оба вращающих момента на одном и том же валу. Для этой цели трехфазные обмотки присоединяются к сети так, чтобы их поля при схеме по фиг. 226, *a* вращались в противоположных направлениях, а при схеме по фиг. 226, *b* — в одном и том же направлении. Тогда при заторможенном вале *a* мы будем иметь на валу *b* сумму вращающих моментов обеих машин [Л. 208].

b) Двигатель тандем. Можно получить модификацию двигателя с промежуточным ротором, если оба двигателя расположить не один внутри другого, а рядом, как показано для схемы по фиг. 226, *a* на фиг. 227. Здесь промежуточный ротор разрезан на две части, расположенные рядом по оси машины, а внутренний ротор *L* превращен во внешний. Такую конструкцию называют двигателем тандем. Выбор между обеими конструкциями (по разделам a и b) зависит от того, чтó предпочтительнее получить, малую длину машины или малый наружный диаметр.

c) Объединение двигателя с двойным ротором с преобразователем частоты. Двигатель с двойным ротором может быть так объединен с описанным в разделе 2 преобразователем частоты, что отпадает необходимость иметь контактные кольца. В этой конструкции, как и в случае преобразователя частоты, могут быть получены любые числа оборотов, т. е. при $f_1=50$ Hz даже более высокие чем 6 000 об/мин,

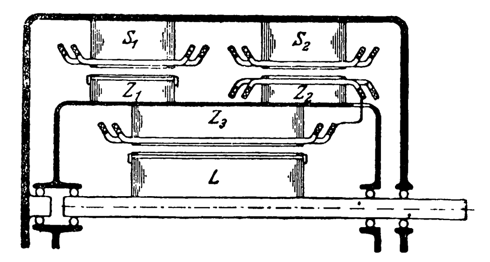
что для обычного двигателя с двойным ротором составляет верхний предел скорости (см. также [Л. 208b]).

Схема такой машины показана на фиг. 228. Здесь S — статор и Z_1 — ротор приводного двигателя для преобразователя частоты, имеющего статор S_2 и ротор Z_2. Обмотки статоров S_1 и S_2 присоединяются к одной и той же сети, а роторная обмотка приводного двигателя выполнена в виде беличьей клетки. Вторичная обмотка Z_2 преобразователя частоты присоединена к первичной обмотке Z_3 внутреннего двигателя, а внутренний ротор имеет обмотку в виде беличьей клетки. Промежуточный ротор состоит здесь, таким образом, из трех частей Z_1, Z_2 и Z_3. Число оборотов холостого хода на валу машины равно

$$n_0 = n_A \pm n_M; \tag{484a}$$

здесь n_A — число оборотов холостого хода приводного двигателя (равное числу оборотов промежуточного ротора), определяемое числом полюсов статорной обмотки S_1 и частотой сети f_1, а n_M — относительное число оборотов между промежуточным ротором и внутренним ротором L, определяемое частотой токов в обмотке Z_2 и числом полюсов обмотки Z_3. Воспользовавшись ур. (478a) для частоты f_2, получим

$$n_0 = \frac{p_M \pm (p_A \mp p_U)}{p_A p_M}, \tag{484b}$$



Фиг. 228. Объединение в одной машине преобразователя частоты и двигателя с промежуточным ротором.

где p_A — число пар полюсов приводного двигателя (S_1, Z_1), p_U — число пар полюсов преобразователя (S_2, Z_2) и p_M — число пар полюсов внутреннего двигателя (Z_3, L). Положительный или отрицательный знак перед выражением в скобках зависит от того, вращаются ли поля обмоток Z_3 и S_1 в одном и том же направлении или в противоположные стороны, а отрицательный или положительный знак перед p_U — от того, совпадает ли по направлению или нет поле обмотки S_2 с полем обмотки S_1. Наибольшее число оборотов получается при положительном знаке в ур. (484b).

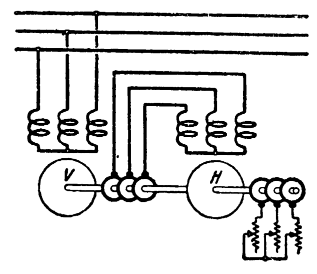
5. Каскадное соединение двух индукционных машин

а) Схема соединений и число оборотов холостого хода. Изменение числа оборотов индукционной машины и притом почти без потерь может быть еще осуществлено превращением мощности внешней цепи вторичной обмотки (в разделе В2 она была обозначена через N_a) в полезную мощность, используя ее, например, для привода второго индукционного двигателя, соединенного непосредственно или через передачу (например, ременную) с первым. Такое соединение носит название каскадного (фиг. 229). Внешняя электрическая мощность ротора двигателя V подводится к двигателю H, причем статорные обмотки со-

единены так, что развиваемые обеими машинами вращающие моменты усиливают друг друга.

Если присоединить статорную обмотку двигателя V к сети, то каскад придет во вращение, причем при холостом ходе он сперва приобретет такое число оборотов, при котором машина H будет вращаться синхронно со своим полем. В этом состоянии двигатель H будет потреблять только намагничивающий ток и ток, соответствующий потерям в железе. При дальнейшем увеличении скорости машина H начинает работать генератором, т. е. развивает отрицательный вращающий момент. Так как последний быстро растет с увеличением скорости, то число оборотов машины V при холостом ходе будет лишь немногим больше, чем число оборотов, соответствующее синхронной скорости машины H. При нагрузке каскад будет вращаться со скоростью, меньшей на величину скольжения.

Число оборотов каскада n может быть найдено из условия, что вторичная частота f_{V_2} машины V равна первичной частоте f_{H_1} машины H. Обозначив через n_{V_1} и n_{H_1} числа оборотов соответствующих статорных полей, через p_V и p_H — числа пар полюсов машин V и H и через $\ddot{u}$ — передаточное число (механическое), получим



Фиг. 229. Каскадное включение.

$$f_{V_2} = (n_{V_1} - n)\, p_V \qquad (485a)$$

и

$$f_{H_1} = \ddot{u} n p_H. \qquad (485b)$$

Приравнивая друг к другу эти частоты, получим для $n = n_0$ синхронное число оборотов каскада равным

$$n_0 = \frac{p_V}{p_V + \ddot{u} p_H} n_{V_1} = \frac{f_1}{p_V + u p_H}. \qquad (485)$$

Таким образом синхронное число оборотов каскада определяется суммой обоих чисел пар полюсов, точно так же, как синхронное число оборотов отдельной машины определяется числом пар ее полюсов.

Если, например, взять $p_V = 4$ и $p_H = 6$, то можно получить три скорости холостого хода. При работе только машины V получается число оборотов, равное $n_{V_1} = 750$ об/мин, при работе только машины H $n_{H_1} = 500$ об/мин, а каскадное соединение при непосредственной механической связи обеих машин ($\ddot{u} = 1$) дает 300 об/мин.

Приблизительное распределение мощности между обеими машинами (при $s \approx 0$) можно легко найти, даже не зная токов в каскаде. Механическая мощность машины V равна

$$N_{V_{мех}} = 2\pi n_0 M_V, \qquad (486a)$$

а вторичная электрическая мощность той же машины

$$N_{V_a} = 2\pi (n_{V_1} - n_0) M_V. \qquad (486b)$$

Если пренебречь потерями, то N_{V_a} должно быть равно механической мощности машины H:

$$N_{H_{мех}} = 2\pi \ddot{u} n_0 M_H. \qquad (486c)$$

Тогда, принимая во внимание уравнение (485), отношение механических мощностей

$$\frac{N_{H_{мех}}}{N_{V_{мех}}} = \frac{N_{V_a}}{N_{V_{мех}}} = \frac{n_{V_1} - n_0}{n_0} = \frac{\ddot{u} p_H}{p_V}. \qquad (486)$$

Это же выражение определяет отношение $\frac{M'_H}{M_V}$ вращающих моментов на валу машины V. Отношение вращающих моментов на валах отдельных машин равно

$$\frac{M_H}{M_V} = \frac{n_{V_1} - n_0}{\ddot{u} n_0} = \frac{p_H}{p_V}. \qquad (486')$$

Каждая из обеих машин должна быть рассчитана приблизительно на мощность всего агрегата, так как машина V нагружена полной мощностью, частично механически, частично электрически. Правда, машина H нагружена лишь частью общей механической мощности, составляющей $\frac{N_{V_a}}{N_V} = \frac{\ddot{u} p_H}{p_V + \ddot{u} p_H}$-ю долю общей мощности каскада, но зато частота токов в ее статоре также составляет лишь $\frac{N_{V_a}}{N_V}$-ю часть частоты сети. Приблизительно в том же отношении, в котором уменьшается частота токов в статоре машины H, уменьшается и напряжение на ее зажимах, и, таким образом, намагничивание приблизительно остается тем же, что и при полном напряжении и частоте сети.

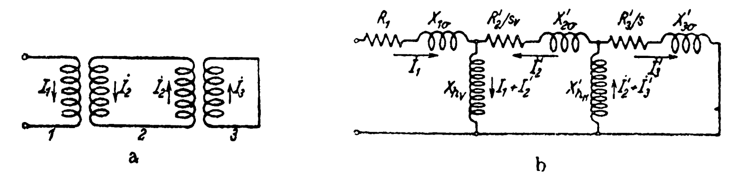
Если машина H имеет ротор с контактными кольцами, то с помощью сопротивлений, включаемых в цепь этого ротора, может происходить как пуск в ход каскада, так и регулирование числа оборотов. Если же ротор машины H имеет короткозамкнутую обмотку, то для пуска в ход нужно включать между кольцами машины V и статором машины H сопротивления, которые по достижении каскадом полного числа оборотов замыкаются накоротко. Однако часто можно обойтись и без этого, так как благодаря последовательному соединению обеих машин пусковой ток и без сопротивлений относительно невелик.

Контактные кольца ротора машины V могут отсутствовать, если первичную обмотку машины H расположить на ее роторе, а вторичную — на статоре. В этом случае поле машины H должно вращаться по отношению к ротору в направлении, противоположном вращению поля машины V относительно статора. Эта сама по себе очень простая схема имеет, однако, тот недостаток, что при ней нельзя пользоваться каждым двигателем отдельно.

Если изменить направление вращения поля машины H, то получится еще одна ступень скорости, $n_0 = \frac{f_1}{p_V - p_H}$, обратно пропорциональная разности чисел пар полюсов обеих машин [P. 15]. Однако вследствие возникаю-

щих при этом больших потерь схема эта не имеет никакой практической ценности [Р. 16].

b) Токи и вращающий момент. Для определения токов и вращающих моментов в зависимости от числа оборотов выведем уравнения напряжений. При этом, как и в разделе B1 и 2, мы ограничимся рассмотрением одной фазы статорной и роторной обмотки, представив себе, что оси их совпадают. Эти фазы, токи в которых указаны стрелками, показаны на фиг. 230, *a*. Мы будем различать здесь три контура тока. Контур *1* представляет собой рассматриваемую фазу статора машины V, контур *2* — фазу ротора машины V и последовательно соединенную с ним фазу статора машины H и, наконец, контур *3* — фазу ротора машины H. Если привести все сопротивления к статорной обмотке машины V, то, пренебрегая потерями в железе, можно заменить каскад, представленный на фиг. 230, *b*, схемой замещения, состоящей только из активных и реактивных сопротивлений.



Фиг. 230. Схема замещения для каскадного включения.

В этой схеме замещения:

R_1 — активное сопротивление статора машины V;

$X_{1\sigma}$ — реактивное сопротивление рассеяния статора машины V;

$R_2' = \varrho_2 R_2$ — приведенное к обмотке статора машины V активное сопротивление контура *2*;

$X_{2\sigma}' = \varrho_2 X_{2\sigma}$ — приведенное к статорной обмотке машины V реактивное сопротивление контура *2*.

Таким образом R_2 и $X_{2\sigma}$ включают в себя соответственные сопротивления ротора машины V и статора машины H и, если они имеются, пусковые и регулировочные сопротивления. Коэфициент приведения сопротивлений контура *2* к статорной обмотке машины V на основании раздела D3 (если пренебречь мало отличающимся от 1 коэфициентом скоса пазов χ_{V_2}) равен

$$\varrho_2 = \frac{m_{V_1}}{m_{V_2}} \left(\frac{w_{V_1} \xi_{V_1}}{w_{V_2} \xi_{V_2}} \right)^2. \tag{487a}$$

Кроме того, в схеме замещения, фиг. 230, *b*:

$R_3' = \varrho_3 R_3$ — приведенное к статору машины V активное сопротивление ротора машины H (включая и пусковое или регулировочное сопротивление);

$X_{3\sigma}' = \varrho_3 X_{3\sigma}$ — приведенное к статору машины V реактивное сопротивление рассеяния ротора машины H.

Коэфициент приведения (при $\chi_{H_2} = 1$)

$$\varrho_3 = \frac{m_{H_1}}{m_{H_2}} \left(\frac{w_{H_1} \xi_{H_1}}{w_{H_2} \xi_{H_2}} \right)^2 \cdot \varrho_2, \tag{487b}$$

X_{h_V} — главное реактивное сопротивление статорной обмотки машины V;

$X'_{h_H} = \varrho_2 X_{h_H}$ — приведенное к статору машины V главное реактивное сопротивление машины H.

Все реактивные сопротивления относятся к частоте сети $f_1 = f_{V_1}$.

Скольжение машины H

$$s = \frac{\ddot{u}n_0 - \ddot{u}n}{\ddot{u}n_0} = 1 - \frac{n}{n_0} = 1 - \frac{\ddot{u}p_H + p_V}{f_1} n \tag{488a}$$

является одновременно скольжением каскада и показывает, насколько число оборотов каскада при нагрузке n отстает от числа оборотов холостого хода n_0. Величина s_V представляет собой скольжение ротора машины V относительно ее вращающегося поля и на основании ур. (485) и (488a) равно

$$s_V = \frac{n_{V_1} - n}{n_{V_1}} = 1 - \frac{n}{n_0} \frac{n_0}{n_{V_1}} = \frac{\ddot{u}p_H + sp_V}{\ddot{u}p_H + p_V}. \tag{488b}$$

Наконец, приведенные к статору машины V токи I_2 и I_3 в контурах *2* и *3* равны (коэфициент скоса пазов снова полагаем равным единице):

$$I'_2 = \frac{m_{V_2} w_{V_2} \xi_{V_2}}{m_{V_1} w_{V_1} \xi_{V_1}} I_2 \tag{489a}$$

и

$$I'_3 = \frac{m_{H_2} w_{H_2} \xi_{H_2}}{m_{H_1} w_{H_1} \xi_{H_1}} \cdot \frac{m_{V_2} w_{V_2} \xi_{V_2}}{m_{V_1} w_{V_1} \xi_{V_1}} I_3. \tag{489b}$$

При этих обозначениях уравнения напряжений для трех контуров, если через U_1 обозначить фазовое напряжение на статоре машины V, будут иметь вид:

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma}) \dot{I}_1 - jX_{h_V} (\dot{I}_1 + \dot{I}'_2), \tag{490a}$$

$$0 = -\left(\frac{R'_2}{s_V} + jX'_{2\sigma}\right) \dot{I}'_2 - jX_{h_V} (\dot{I}_1 + \dot{I}'_2) - jX'_{h_H} (\dot{I}'_2 + \dot{I}'_3), \tag{490b}$$

$$0 = -\left(\frac{R'_3}{s} + jX'_{3\sigma}\right) \dot{I}'_3 - jX'_{h_H} (\dot{I}'_2 + \dot{I}'_3). \tag{490c}$$

Введя обозначения

$$X'_2 = X_{h_V} + X'_{2\sigma} + X'_{h_H} \tag{491a}$$

и

$$X'_3 = X'_{h_H} + X'_{3\sigma} \tag{491b}$$

и решая ур. (490 a—c) относительно токов $\dot{I}_1$, $\dot{I}'_2$ и $\dot{I}'_3$, получим

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{U}_1 \left[-X'^2_{h_H} - \left(\frac{R'_2}{s_V} + jX'_2\right)\left(\frac{R'_3}{s} + jX'_3\right)\right]}{\dot{N}}, \tag{491c}$$

$$\dot{I}'_2 = \frac{\dot{U}_1 \left[jX_{h_V} \left(\frac{R'_3}{s} + jX'_3\right)\right]}{\dot{N}}, \tag{491d}$$

$$\dot{I}'_3 = \frac{\dot{U}_1 X_{h_V} X'_{h_H}}{\dot{N}}, \tag{491e}$$

где при

$$X_1 = X_{h_V} + X_{1\sigma}$$

знаменатель N всех трех уравнений равен

$$\dot{N} = (R_1 + jX_1)\left[X_{h_H}'^2 + \left(\frac{R_2'}{s_V} + jX_2'\right)\left(\frac{R_3'}{s} + jX_3'\right)\right] + \\ + X_{h_V}^2\left(\frac{R_3'}{s} + jX_3'\right). \qquad (491f)$$

По найденным токам можно определить вращающие моменты. Передаваемая статором ротору мощность в машине V согласно фиг. 230, *b* равна

$$N_{V_i} = m_{V_1}\left(\frac{R_2'}{s_V} I_2'^2 + \frac{R_3'}{s} I_3'^2\right). \qquad (492a)$$

Тогда на основании ур. (488b) вращающий момент, развиваемый двигателем V,

$$M_V = \frac{N_{V_i}}{\Omega_1} = \frac{N_{V_i}}{2\pi f_1} p_V = \\ = m_{V_1}\left(\frac{\ddot{u}p_H + p_V}{\ddot{u}p_H + sp_V} R_2' I_2'^2 + \frac{R_3' I_3'^2}{s}\right)\frac{p_V}{2\pi f_1}. \qquad (493a)$$

Часть N_{V_i}, не превращаемая непосредственно в механическую мощность, а являющаяся первоначально электрической мощностью, равна

$$N_{V_{эл}} = s_V N_{V_i} = m_{V_1}\left(R_2' I_2'^2 + \frac{R_3' I_3'^2}{s} s_V\right). \qquad (492b)$$

Если вычесть отсюда потери в обмотке $m_{V_1} R_2' I_2'^2$, то, пренебрегая потерями в железе, получим мощность, передаваемую статором ротору в машине H:

$$N_{H_i} = m_{V_1} \frac{R_3' I_3'^2}{s} s_V. \qquad (492c)$$

Отсюда находим вращающий момент, развиваемый машиной H,

$$M_H = \frac{N_{H_i}}{2\pi f_1 s_V} p_H = m_{V_1} \frac{R_3' I_3'^2}{s} \frac{p_H}{2\pi f_1}. \qquad (493b')$$

Приведенный к валу машины V этот момент равен

$$M_H' = \ddot{u} M_H = m_{V_1} \frac{R_3' I_3'^2}{s} \frac{\ddot{u}p_H}{2\pi f_1}. \qquad (493b)$$

Полный момент на валу машины V

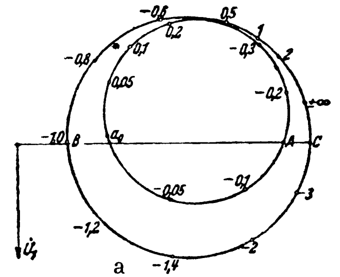
$$M = M_V + M_H' = m_{V_1}\left(\frac{p_V R_2' I_2'^2}{\ddot{u}p_H + sp_V} + \frac{R_3' I_3'^2}{s}\right)\frac{\ddot{u}p_H + p_V}{2\pi f_1}. \qquad (493)$$

c) Геометрическое место тока, поступающего из сети. Ур. (491c) может быть приведено к виду

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{A} + \dot{B}s + \dot{C}s^2}{D + Es + Fs^2}.$$

Таким образом согласно разделу 12d тома II геометрическое место поступающего из сети тока $\dot{I}_1$ будет представлять собой бициркулярный квартик. Эта кривая показана на фиг. 231, *a*, для случая, когда в каскад соединены по схеме фиг. 229, т. е. непосредственно без передачи ($\ddot{u} = 1$) два одинаковых двигателя, данные которых были приведены на фиг. 26. На фиг. 231, *b* приведены токи и вращающие моменты этого каскада в функции числа оборотов. Так же как и на фиг. 26, токи отнесены здесь к $I'_{2\,max}$, а вращающие моменты — к опрокидывающему моменту отдельного двигателя.

Рассмотрим с помощью схемы замещения, приведенной на фиг. 230, *b*, отдельные рабочие режимы каскада из двух одинаковых машин для случая, к которому относятся фиг. 231, *a* и *b*.



Фиг. 231. Геометрическое место первичного тока при каскадном включении.

При неподвижном состоянии ($s = s_V = 1$) агрегат потребляет из сети ток, определяемый кажущимися сопротивлениями обеих машин. В этом случае $I'_2 \approx I'_3$ и при равенстве сопротивлений $R_{V_1} = R'_{V_2} = R'_{H_1} = R'_{H_2} = R_1$ получаем $R'_2 = 2R$, $R'_3 = R_1$, т. е. вращающий момент машины V согласно ур. (493a) будет приблизительно в три раза больше вращающего момента машины H, передаваемого от H к V [ур. (493b')]. Если необходимо начальный момент увеличить, то следует включить в контуры *2* и *3* пусковое сопротивление.

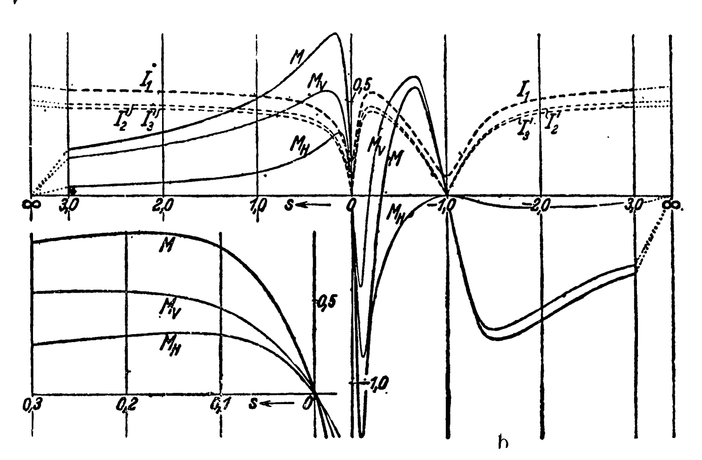
При разбеге агрегата, т. е. при изменении скольжения s от 1 до 0, скольжение s_V машины V согласно ур. (488b) изменяется от 1 до 0,5. При малых значениях s, т. е. при номинальном режиме, второй член ур. (493a) настолько превышает первый, что можно положить $\frac{M_V}{M_H} \approx \frac{p_V}{p_H}$, как уже было выведено выше [ур. (486')]. При синхронной скорости каскада по фиг. 230, *b*, ток $\dot{I}_1$ приблизительно равен сумме намагничивающих токов обеих машин (точка a_0 на фиг. 231, *a*).

Если s сделается отрицательным, то на генераторный режим перейдет сперва машина H, а затем уже и машина V. Это запаздывание обусловлено намагничивающим током, протекающим в сопротивлении X'_{hH}. В том, что вскоре на генераторный режим переходит и машина V, несмотря на то, что по отношению к ее собственному полю она вращается со скоростью ниже синхронной, легко убедиться из фиг. 230, *b*, если представить себе реактивное сопротивление X'_{hH} бесконечно большим.

Тогда двигательный или генераторный режимы работы машины V будут согласно ур. (492a) зависеть только от того, положительна или отрицательна сумма $\frac{R'_2}{s_V} + \frac{R'_3}{s}$.

Если абсолютная величина отрицательного скольжения возрастает, т. е. $\frac{R'_3}{s}$ увеличивается, то увеличивается и ток и конец его вектора перемещается по нижнему внутреннему участку геометрического места фиг. 231, *a*. Точка *A* достигается тогда, когда, если пренебречь R_1 и считать $X'_{h_H} = \infty$, сумма $\frac{R'_2}{s_V} + \frac{R'_3}{s} = 0$. В нашем примере с двумя одинаковыми машинами это согласно ур. (488b) имеет место при $s = -\frac{1}{5}$. С учетом R_1 и X'_{h_H} скольжение в точке *A* получается равным $s \approx -0{,}15$.

Когда абсолютная величина *s* возрастет еще больше, в выражении суммы $\frac{R'_2}{s_V} + \frac{R'_3}{s}$ будет перевешивать первый член, который вблизи $s = -1$



Фиг. 231. Токи и вращающие моменты (внизу слева для малых значений скольжения), отнесенные к I'_{2max} и опрокидывающему моменту обычной машины при каскадном включении двух одинаковых машин (фиг. 26).

сильно увеличивается. При положительном значении этой суммы машина *V* снова работает двигателем, машина *H* — генератором. Каскад в целом работает в режиме двигателя и конец вектора тока находится на верхнем отрезке дуги *AB* фиг. 231, *a*.

При $s = -1$ скольжение $s_V = 0$ и $\frac{R'_2}{s_V} = \infty$. Машина *V* потребляет только свой намагничивающий ток (точка *B* на фиг. 231, *a*). При $s < -1$ скольжение s_V также становится отрицательным и обе машины вращаются с сверхсинхронной скоростью, т. е. работают в режиме генераторов. Конец вектора тока перемещается по нижней дуге *BC* (фиг. 231, *a*).

Если $R_1 = 0$, точка a_∞, относящаяся к $s = \pm\infty$, совпадает с осью абсцисс [Р. 17].

Практически каскадные схемы используются лишь для работы вблизи точки a_0. Коэфициент мощности при этом значительно ниже, чем при

работе только одной индукционной машины, так как обе машины каскада потребляют намагничивающий ток. Скорость, соответствующая верхней дуге AB (фиг. 231, a), может быть достигнута каскадом лишь в том случае, если довести машину V до числа оборотов, соответствующего какой-либо точке дуги AB с помощью пускового сопротивления в цепи ее ротора. Коэфициент полезного действия в этой области работы низок, так как лишь машина V работает двигателем, а машина H находится в режиме генератора. Поэтому при желании получить число оборотов, соответствующее дуге AB, нужно перейти на работу лишь одним двигателем, причем в этом случае улучшается также коэфициент мощности и увеличивается перегрузочная способность.

6. Индукционная машина двойного питания

a) Схема неподвижного состояния и схема вращения. Индукционной машиной двойного питания называют машину, питаемую от сети переменного тока как со стороны статора, так и со стороны ротора. Это название характеризует только схему соединений, но не рабочие свойства, так как вращающаяся индукционная машина двойного питания обладает свойствами синхронной машины [P. 18]. На этом основании для нее было предложено еще название „машина двойного поля", которым мы, однако, пользоваться не будем, так как нами была уже рассмотрена машина с двумя полями, имеющими различные числа полюсов (раздел K 4), для которой это название является более подходящим. В этом разделе мы ограничимся практически наиболее важным случаем питания обеих обмоток от одной и той же сети и будем предполагать, что числа фаз статора и ротора одинаковы. Обе обмотки могут быть при этом соединены либо последовательно, либо параллельно.

Мы будем различать две принципиально различных схемы. В одной из них поля, создаваемые обеими обмотками, вращаются относительно этих обмоток в одну и ту же сторону. Такую схему мы будем называть схемой неподвижного состояния, так как при питании обеих обмоток от одной и той же сети ротор в этом случае остается неподвижным. Машина может быть использована в качестве регулируемого дросселя. Если поля по отношению к возбуждающим их обмоткам вращаются в различные стороны, то ротор будет в стационарном состоянии вращаться с числом оборотов, равным сумме чисел оборотов обоих вращающихся полей. Эту схему называют схемой вращения. Кроме указанного числа оборотов можно при питании одной обмотки и коротком замыкании другой получить число оборотов, соответствующее обычному режиму индукционной машины. На этом основании мы и рассматриваем индукционную машину двойного питания в разделе регулирования числа оборотов, несмотря на то, что схема неподвижного состояния служит для регулирования не скорости, а индуктивности.

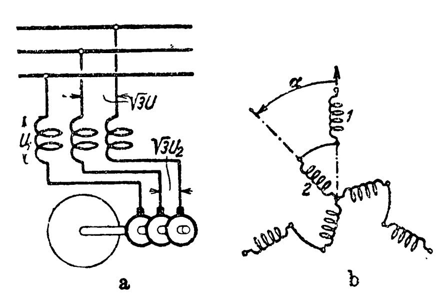
b) Схема неподвижного состояния. Рассмотрим сперва последовательное соединение статора и ротора (фиг. 232, a). Если в этом случае оба поля вращаются по отношению к своим обмоткам в одном и том же направлении, то кажущееся сопротивление всей схемы может регулироваться путем поворачивания друг относительно друга осей статора и ротора (фиг. 232, b).

Кажущееся сопротивление может быть найдено из уравнений напряжений. Если обозначить через $\dot{U}_1$ и $\dot{U}_2$ фазовые напряжения статорной и роторной обмоток, через α — пространственный фазовый угол (в электрических градусах) между осями последовательно соединенных фаз статора и ротора $\left(\text{следовательно, через } \frac{\alpha}{p} \text{ — пространственный угол}\right)$ и через $\dot{I}_a$ — ток при угле сдвига α, то, пренебрегая потерями в железе и обозначая сопротивления обычным образом, получим следующие уравнения напряжений (фиг. 232, *a* и *b*):

$$\dot{U}_1 = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_a - jX_{1h}\dot{I}_a - jX_{12}\varepsilon^{+j\alpha}\dot{I}_a, \qquad (494a)$$

$$\dot{U}_2 = -(R_2 + jX_{2\sigma})\dot{I}_a - jX_{2h}\dot{I}_a - jX_{12}\varepsilon^{-j\alpha}\dot{I}_a, \qquad (494b)$$

$$\dot{U} = \dot{U}_1 + \dot{U}_2. \qquad (494c)$$



Фиг. 232. *a* — последовательная схема покоя; *b* — положение осей обмоток.

Из этих уравнений находим ток, потребляемый дросселем,

$$\dot{I}_a = -\frac{\dot{U}}{R + jX}, \qquad (495)$$

где

$$R = R_1 + R_2 \qquad (495a)$$

и

$$X = X_{1\sigma} + X_{2\sigma} + X_{1h} + X_{2h} + 2X_{12}\cos\alpha. \qquad (495b)$$

Для возможности широкого регулирования величины реактивного сопротивления X путем изменения α нужно выполнить обе обмотки с одинаковыми числами витков. Тогда $X_{12} = X_{2h} = X_{1h}$; $X_{2\sigma} \approx X_{1\sigma}$ и реактивное сопротивление

$$X \approx 2(X_{1h} + X_{1\sigma} + X_{1h}\cos\alpha), \qquad (496a)$$

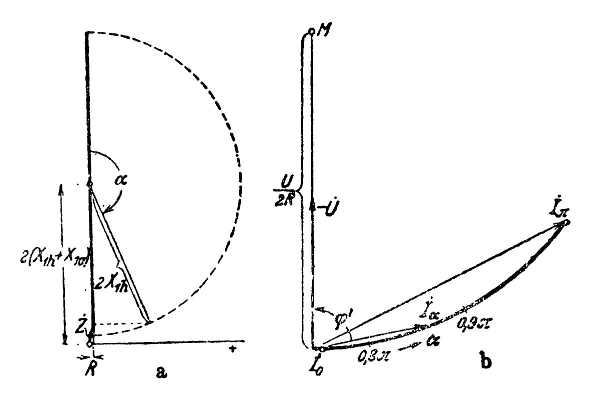
а его предельные значения

$$X_{\min} \approx 2X_{1\sigma}, \qquad (496b)$$

$$X_{\max} \approx 2(X_{1\sigma} + 2X_{1h}). \qquad (496c)$$

На фиг. 233, *a* жирной сплошной линией показано геометрическое место кажущегося сопротивления $\dot{Z} = R + jX$, причем величины сопротивлений приняты такими же, как для круговой диаграммы фиг. 18 и кривых фиг. 26. По этому кажущемуся сопротивлению $\dot{Z}$ согласно разделу 12b тома II находим геометрическое место тока, потребляемого дросселем при постоянной величине напряжения $\dot{U}$ Оно представляет собой дугу окружности, радиус которой равен $\frac{\dot{U}}{2R}$ и центр M которой расположен на луче $-\dot{U}$ (фиг. 233, *b*). Вектор $\dot{I}_0$ определяет наименьшее значение тока $\dot{I}_a$, имеющее место при $\alpha = 0$, вектор $\dot{I}_\pi$ — наибольшее значение тока $\dot{I}_a$ при $\alpha = \pi$. Между этими предельными значениями

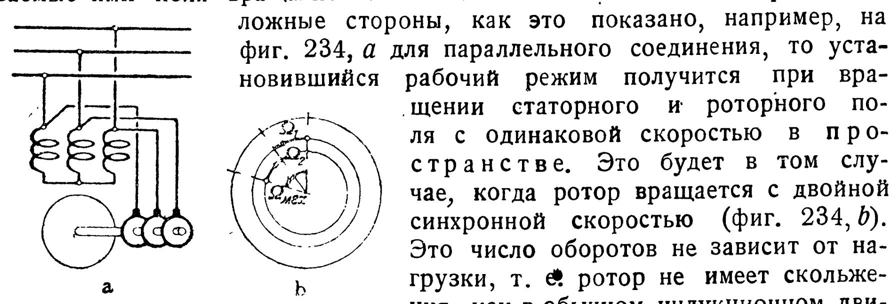
ток $\dot{I}_a$ можно плавно регулировать путем поворота ротора. Как видно из фиг. 233, *b*, где значения параметра α написаны возле кривой тока, ток I_a при увеличении α растет сперва медленно, а затем быстро достигает предельной величины I_π. Так как кажущееся сопротивление $\dot{Z}$ (фиг. 233, *a*) при $2\pi - \alpha$ будет таким же, как и при α, то показанные на фиг. 233, *b* положения концов векторов тока $\dot{I}_{0,8\pi}$ и $\dot{I}_{0,9\pi}$ относятся одновременно и к токам $\dot{I}_{1,2\pi}$ и $\dot{I}_{1,1\pi}$.



Фиг. 233. *a* — геометрическое место кажущегося сопротивления; *b* — геометрическое место тока для схемы покоя по фиг. 232, *a*.

Принципиально теми же свойствами, что и последовательное соединение, обладает и **параллельное соединение** статорной и роторной обмоток, если поля вращаются в одном и том же направлении. Все сопротивления должны быть при этом уменьшены в четыре раза, а токи на фиг. 233, *b* при том же напряжении на зажимах $\dot{U}$ должны быть умножены на 4.

c) Схема вращения. Если соединить обе обмотки так, чтобы создаваемые ими поля вращались относительно своих обмоток в противоположные стороны, как это показано, например, на фиг. 234, *a* для параллельного соединения, то установившийся рабочий режим получится при вращении статорного и роторного поля с одинаковой скоростью в **пространстве**. Это будет в том случае, когда ротор вращается с двойной синхронной скоростью (фиг. 234, *b*). Это число оборотов не зависит от нагрузки, т. е. ротор не имеет скольжения, как в обычном индукционном двигателе, а сохраняет двойную синхронную скорость до опрокидывающего момента и при более высокой нагрузке выпадает из синхронизма.



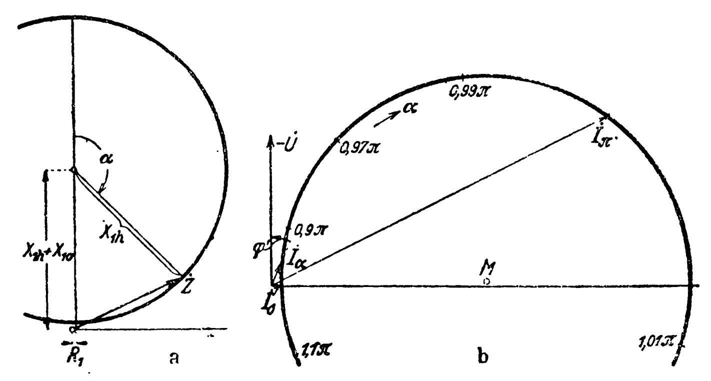
Фиг. 234. *a* — параллельная схема вращения; *b* — скорости.

С помощью схемы двойного питания можно не только получить 6 000 об/мин от двухполюсных двигателей, при питании их от сети с частотой 50 Hz, но и добиться вполне синхронного вращения нескольких машин, что часто является для некоторых установок необходимым [Р. 19]. Однако машина не может самостоятельно развернуться до двойного синхронного числа оборотов и должна быть доведена до этой скорости какими-либо посторонними средствами. Для этого можно, например, пи-

тать ротор двигателя от вспомогательной машины, частота которой может быть изменяема от нуля до значения частоты сети. Тогда скорость машины двойного питания изменяется от синхронной до двойной синхронной при изменении числа оборотов питающего ротор генератора от нуля до значения, соответствующего частоте сети. Само собой разумеется, что с помощью такого преобразователя частоты число оборотов двигателя двойного питания можно регулировать в широких пределах.

Уравнения напряжений могут быть составлены весьма просто, если ввести пространственный фазовый угол α между вращающимися полями статорной и роторной обмоток. При этом необходимо иметь в виду следующее:

Если поле ротора, рассматриваемое со стороны статора, отстает от статорного поля на угол α, то, рассматривая это роторное поле со стороны ротора, мы найдем, что оно опережает статорное поле на тот же угол α. Это следует из того, что по отношению к ротору



Фиг. 235. Геометрическое место. *a* — кажущегося сопротивления $\dot{Z}$; *b* — тока $\dot{I}_a$ для схемы вращения по фиг. 234, *a*.

оба поля вращаются в направлении противоположном, чем по отношению к статору. Если при параллельном соединении обозначить через φ_1 и φ_2 временные углы сдвига фаз между токами $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2$ и напряжением сети U, то, пренебрегая потерями в железе, получим следующие уравнения:

$$U\varepsilon^{j\omega t} = -(R_1 + jX_{1\sigma})\, I_1\varepsilon^{j(\omega t+\varphi_1)} - jX_{1h}I_1\varepsilon^{j(\omega t+\varphi_1)} - -jX_{12}I_2\varepsilon^{j(\omega t+\varphi_1-\alpha)}, \tag{497a}$$

$$U\varepsilon^{j\omega t} = -(R_2 + jX_{2\sigma})\, I_2\varepsilon^{j(\omega t+\varphi_2)} - jX_{2h}I_2\varepsilon^{j(\omega t+\varphi_2)} - -jX_{12}I_1\varepsilon^{j(\omega t+\varphi_2-\alpha)}. \tag{497b}$$

В практически наиболее важном случае, когда обмотки статора и ротора одинаковы, получим

$$\dot{I}_2 = \dot{I}_1 = \frac{\dot{I}_a}{2}, \tag{498a}$$

$$\varphi_2 = \varphi_1, \tag{498b}$$

где $\dot{I}_a$ — общий ток, имеющий место при пространственном фазовом угле α.

Тогда оба уравнения напряжений становятся одинаковыми, и мы получаем

$$\dot{U} = -(R_1 + jX_{1\sigma})\dot{I}_1 - jX_{1h}\dot{I}_1 - jX_{1h}\dot{I}_1\varepsilon^{-j\alpha}. \quad (498)$$

Отсюда определяется ток

$$\dot{I}_a = 2\dot{I}_1 = -2\frac{\dot{U}}{R_1 + j(X_{1\sigma} + X_{1h} + X_{1h}\varepsilon^{-j\alpha})}. \quad (499)$$

На фиг. 235, *a* жирная окружность представляет собой геометрическое место кажущегося сопротивления

$$\dot{Z} = R_1 + j(X_{1\sigma} + X_{1h} + X_{1h}\varepsilon^{-j\alpha})$$

при изменении угла α. По этому сопротивлению на фиг. 235, *b* построено геометрическое место тока $\dot{I}_a$ согласно разделу 12b тома II, причем за основу взята та же машина, что и в предыдущем разделе. При $\alpha = 0$ вращающий момент равен нулю, а ток холостого хода $\dot{I}_0 = \dot{I}_{10} + \dot{I}_{20}$ приблизительно равен току холостого хода индукционной машины с обычным питанием. Ток $\dot{I}_0$ распределяется поровну между обмотками статора и ротора. При $R_1 = R_2 = 0$ ток $\dot{I}_0$ совпадает с осью абсцисс. Центр окружности и конец вектора тока $\dot{I}_\pi$ (для $\alpha = \pi$) также лежат на оси абсцисс. При $R_1 = R_2 = 0$ согласно ур. (499) и фиг. 235, *a* ток I_π в четыре раза больше диаметра окружности токов для индукционной машины с обычным питанием. На фиг. 236, *b* показана величина тока в функции угла α (пунктирная кривая).

Вращающий момент, развиваемый машиной двойного питания при параллельном соединении обмоток статора и ротора, определяется по потребляемой мощности за вычетом потерь. Пренебрегая потерями в железе, получим

$$M = \frac{m\left[UI_a\cos\varphi' - 2R_1\left(\frac{I_a}{2}\right)^2\right]}{2\pi\cdot 2n_1} = \frac{mI_a\left(U\cos\varphi' - R_1\frac{I_a}{2}\right)}{2\pi\cdot 2n_1}, \quad (500)$$

где m — одинаковое для обеих обмоток число фаз, а n_1 — синхронное число оборотов одного из полей. Для вращающего момента машины двойного питания можно также написать выражение [см. уравнение (184a) тома I]

$$M = \frac{m(E_1I_1\cos\psi_1' + E_2I_2\cos\psi_2')}{2\pi\cdot 2n_1}, \quad (501a)$$

где E_1 и E_2 — напряжения, индуктированные в одной фазе статорной и роторной обмоток, I_1 и I_2 — токи и ψ_1' и ψ_2' — углы сдвига фаз между токами и индуктированными напряжениями. Для случая, когда обмотки статора и ротора одинаковы, ур. (501a) дает

$$M = \frac{mE_1I_1\cos\psi_1'}{2\pi n_1} \quad (501b)$$

Согласно фиг. 236, *a*, на которой E_{11} — фиктивное напряжение, индуктированное полем статорной обмотки, и E_{12} — фиктивное напряжение, индуктированное полем роторной обмотки в обмотке статора,

$$E_1 \cos\psi' = E_{12} \sin\alpha, \tag{501c}$$

где

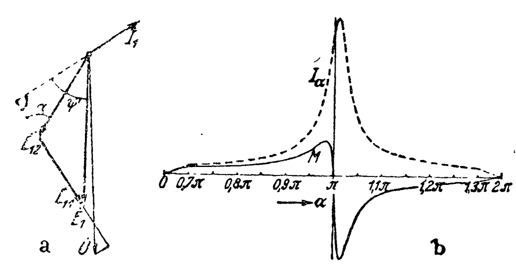
$$E_{12} = X_{12} I_2 = X_{1h} I_1. \tag{501d}$$

Тогда вращающий момент

$$M = \frac{X_{1h} I_1^2 \sin\alpha}{2\pi f_1} p = \frac{p}{4} \frac{X_{1h} I_a^2 \sin\alpha}{2\pi f_1}. \tag{501}$$

Для нашего примера кривая вращающего момента в функции α показана на фиг. 236, *b*.

При последовательном соединении обмоток получаем в основном те же результаты, что и при параллельном соединении, но в этом случае ток каждой обмотки равен току, поступающему из сети ($\dot{I}_2 = \dot{I}_1 = \dot{I}_a$), и напряжение каждой обмотки равно половине напряжения сети $\left(\dot{U}_2 = \dot{U}_1 = \frac{\dot{U}}{2}\right)$. Таким образом если машина имеет одинаковые обмотки, то для ее одинакового использования напряжение сети при последовательном соединении должно быть в два раза больше, чем при параллельном.



Фиг. 236. *a* — пояснение к ур. (501 c и d); *b* — ток и вращающий момент в функции угла α при схеме вращения по фиг. 234, *a*.

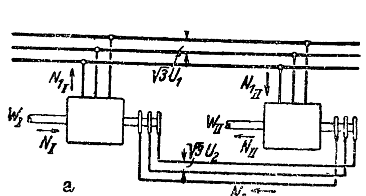
Машина двойного питания не нашла себе распространения на практике, так как она не может развить рабочее число оборотов без посторонних вспомогательных приспособлений. Другим недостатком этой машины является ее склонность к качаниям. По предложению Клосса (Kloss), который дал схему двойного питания индукционной машины еще в 1899 г. [Л 220], качания при последовательном соединении обмоток могут быть устранены с помощью вспомогательной обмотки на статоре (или роторе), которая, как и основные обмотки, присоединена к сети [Р. 20].

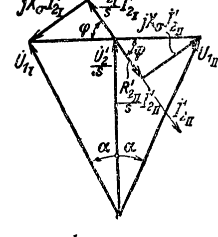
7. Схемы для синхронного вращения двух машин

Для многих приводов требуется вполне синхронное вращение двух механически не связанных двигателей даже в случае их различной нагрузки. Такое требование ставится, например, при конструировании привода для портальных кранов, прокатных станов и бумажных машин. Синхронное вращение нескольких машин может быть без всяких затруднений достигнуто с помощью синхронных машин или двигателей двойного питания, у которых число оборотов однозначно определяется частотой сети. В этом разделе описываются еще главнейшие практические схемы, в которых число оборотов с нагрузкой уменьшается.

а) Синхронное вращение при помощи двух вспомогательных индукционных машин. На фиг. 237, *a* показаны два вала W_I и W_{II}, которые должны вращаться с одинаковой скоростью. С этими валами механически связаны роторы двух вспомогательных индукционных машин. Оба ротора соединены параллельно (через контактные кольца), а статоры присоединены к сети так, чтобы их поля вращались в том же направлении, что и валы W_I и W_{II}. Задачей индукционных машин является выравнивание вращающих моментов обоих валов, причем одна из машин передает избыток над средней величиной вращающего момента одного вала другому. Таким образом эта схема заменяет механическое соединение двух отдельно друг от друга расположенных двигателей и поэтому ее часто называют э л е к т р и ч е с к и м в а л о м.

При выяснении рабочих свойств этой схемы будем пренебрегать токами холостого хода и предположим, что обе индукционные машины одинаковы. Поскольку как первичное, так и вторичное напряжение для обеих машин одинаковы, передача вращающего момента с одного вала на другой при посредстве индукционной машины возможна лишь в том случае, когда оси обмоток статора и ротора сдвинуты друг относительно друга, и притом для обеих машин в противоположных направлениях. Если построить диаграмму напряжений для случая совпадения осей обмоток статора и ротора, то, сохраняя направление вторичного напряжения $\dot{U}_2$ неизменным, мы должны повернуть векторы первичных напряжений обеих машин относительно $\dot{U}_2$ на углы $\pm\alpha$. На фиг. 237, *b* показана такая диаграмма напряжений для обеих машин, причем все величины приведены к первичной обмотке. Активным сопротивлением первичной обмотки мы для упрощения выводов как здесь, так и в дальнейшем пренебрегаем.





Фиг. 237. *a* — „электрический" вал; *b* — диаграмма напряжений.

Для внутренней мощности N_i, пропорциональной вращающему моменту, можно написать следующее выражение:

$$N_i = m_1\left(\frac{U_2'}{s} I_2' \sin\varphi \pm \frac{R_2'}{s} I_2'^2\right), \tag{502}$$

где положительный знак соответствует передаче мощности от статора ротору, а отрицательный знак — передаче мощности от ротора статору. Согласно фиг. 237, *b*

$$\frac{U_2'}{s} = U_1 \cos\alpha, \tag{502a}$$

$$I_2' = \frac{U_1 \sin\alpha}{\sqrt{X_\sigma^2 + \left(\frac{R_2'}{s}\right)^2}}, \tag{502b}$$

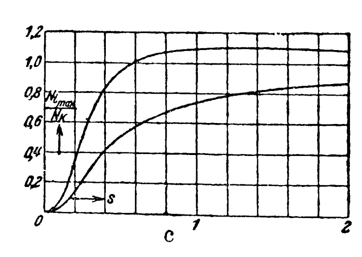
$$\sin\varphi = \frac{X_\sigma}{\sqrt{X_\sigma^2 + \left(\frac{R_2'}{s}\right)^2}}. \tag{502c}$$

Введя еще величину опрокидывающей мощности при работе машины двигателем

$$N_K = \frac{m_1 U_1^2}{2X_\sigma}, \tag{502d}$$

получим

$$N_i = \frac{1}{1 + \left(\frac{R_2'}{sX_\sigma}\right)^2}\left[\sin 2\alpha \pm \frac{R_2'}{sX_\sigma}(1 - \cos 2\alpha)\right] N_K. \tag{503}$$



Фиг. 237. Наибольшие передаваемые мощности при $\frac{X_\sigma}{R_2'} = 4$.

Полагая

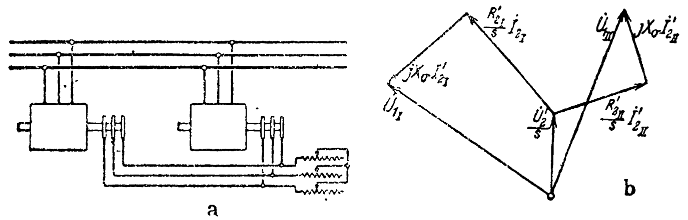
$$\frac{dN_i}{d\alpha} = 0,$$

найдем

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{sX_\sigma}{R_2'} = \operatorname{tg}\varphi. \tag{503a}$$

Отсюда можно найти наибольшую внутреннюю мощность N_i или наибольший могущий еще быть переданным вращающий момент. На фиг. 237, *c* показана для обеих машин отнесенная к опрокидывающей мощности N_K наибольшая могущая быть переданной мощность при $\frac{X_\sigma}{R_2'} = 4$ в функции скольжения. Более значительные различия в величинах вращающих моментов могут быть получены, как видно из кривых, лишь в том случае, когда число оборотов обоих валов лежит достаточно ниже синхронного числа оборотов вспомогательных индукционных машин.

Самостоятельная работа индукционных машин при этой схеме невозможна, так при равенстве нагрузок вращающий момент согласно ур. (503) [$\alpha = 0$!] равен нулю.

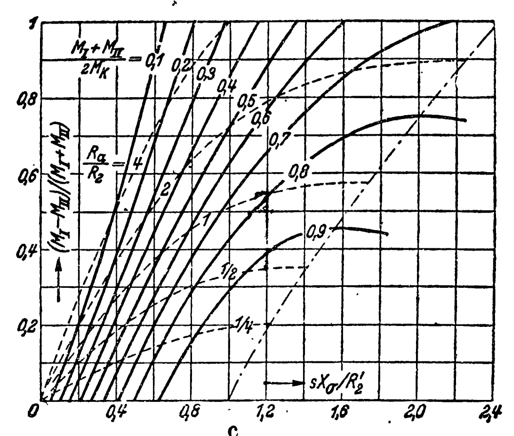


Фиг. 238. *a* — схема синхронного вращения; *b* — диаграмма напряжений.

b) Синхронное вращение двух самостоятельных индукционных машин. Две отдельно включенные на одну и ту же сеть индукционные машины изменяют число оборотов при изменении нагрузки независимо друг от друга и поэтому при р а з л и ч н ы х нагрузках не будут вращаться с одинаковой скоростью. Если же включить обе роторные обмотки параллельно и присоединить к ним общее для обоих роторов сопротивление R_a, которое одновременно может служить и для пуска в ход (фиг. 238, *a*), то увеличение роторного тока одной машины будет увеличивать также и скольжение другой машины. Подробное исследо-

вание имеющих здесь место явлений показывает, что в этом случае при достаточно большом сопротивлении R_a возможно синхронное вращение обеих машин.

Как и в схеме, рассмотренной в разделе а, моменты различной величины могут быть созданы здесь лишь в том случае, когда оси обмоток статора и ротора сдвинуты в обеих машинах в противоположные стороны. На фиг. 238, *b* показана диаграмма напряжений, построенная при тех же допущениях, что и в разделе а. Током холостого хода и активным сопротивлением первичной обмотки мы пренебрегаем. Все величины приведены к первичной обмотке и обе машины одинаковы. Соотношения между разностью вращающих моментов обеих машин и наименьшей величиной сопротивления R_a, при которой может еще иметь место синхронное вращение, могут быть выведены из диаграммы, однако мы не будем приводить здесь аналитических выкладок и ограничимся кривыми, показанными на фиг. 238, *c*.



Фиг. 238. К определению наибольшей возможной степени неравномерности вращающих моментов.

На фиг. 238, *c* показана наибольшая могущая быть полученной разность моментов $M_I - M_{II}$, отнесенная к сумме $M_I + M_{II}$, т. е. „наибольшая степень неравномерности“ при различных отношениях $\frac{M_I+M_{II}}{2M_K}$ средней нагрузки к опрокидывающей нагрузке (сплошные кривые). Необходимая величина общего для обеих машин сопротивления R_a может быть найдена с помощью пунктирных кривых, соединяющих точки одинакового приведенного к R_2 внешнего сопротивления R_a. Кривые построены в функции отношения $\frac{sX_\sigma}{R_0'}$, причем s представляет собой скольжение при наибольшей разности вращающих моментов. Точки пересечения сплошных кривых с штрихпунктирной определяют наибольшие достижимые значения степени неравномерности. При дальнейшем увеличении R_a наибольшая неравномерность снова уменьшается.

Пример. Пусть наибольшая степень неравномерности составляет $\frac{M_I-M_{II}}{M_I+M_{II}} = 0{,}5$, двигатели подобраны так, что $\frac{M_I+M_{II}}{2M_K} = 0{,}3$ и отношение $\frac{X_\sigma}{R_2'} = 4$. Тогда согласно фиг. 238, *c* минимальная величина сопротивления (пунктирные кривые) должна быть равна $R_a \approx 2{,}1\,R_2'$. Из $\frac{sX_\sigma}{R_2'} = 0{,}56$ определяется соответствующее скольжение $s = 0{,}140$. Если при том же среднем вращающем моменте разность нагрузок будет

меньше, то скольжение увеличится и при равенстве нагрузок согласно ур. (60а) и (63b′) достигнет величины

$$s = \frac{R_2' + 2R_a'}{X_\sigma(\ddot{u} + \sqrt{\ddot{u}^2 - 1})} = 0{,}200.$$

Рассмотренный пример показывает, что для получения достаточной разности моментов нужно работать с значительно большими скольжениями, чем при $R_a = 0$ ($s = 0{,}0384$).

Скольжение может быть несколько уменьшено путем включения в цепь статора или ротора каждой машины дроссельной катушки. Если таким путем удвоить в нашем примере величину X_σ, то опрокидывающий момент уменьшится в два раза. Тогда $\frac{M_I + M_{II}}{2M_K}$ будет равно 0,6 и из кривых фиг. 238, c получим $R_a \approx 1{,}15\,R_2'$ и $\frac{sX_\sigma}{R_2'} = 0{,}85$. Отсюда скольжение при $\frac{X_\sigma}{R_2'} = 8$ будет теперь равно $s = 0{,}106$. При равномерной нагрузке ($M_I = M_{II}$) и $\frac{M_I + M_{II}}{2M_K} = 0{,}6$ получим $s = 0{,}138$. При $R_a = 0$ было бы $s = 0{,}0416$.

В большинстве практических случаев никогда не бывает полной разгрузки одного из двигателей, и тогда отношение $\frac{M_I - M_{II}}{M_I + M_{II}} < 1$. Как следует из фиг. 238, c, можно получить надежную работу и при любой степени неравномерности, если взять машины, рассчитанные на достаточно большую перегрузочную способность $\left[\frac{M_I + M_{II}}{2M_K}\ \text{невелико!}\right]$.

Вследствие больших потерь в сопротивлении R_a схема по фиг. 238, a применима, главным образом, для режима повторно кратковременной работы [Л. 225].

М. ПОТЕРИ ИНДУКЦИОННОЙ МАШИНЫ

1. Потери в железе

а) Классификация потерь в железе. Прежде всего мы будем различать два вида потерь в железе: потери, вызываемые главным потоком без учета зубчатого строения поверхностей статора и ротора, и потери вследствие наличия зубцов и пазов. Первые мы будем называть потерями главного потока (раздел b), а вторые — „добавочными" потерями (разделы c — f). Добавочные потери в свою очередь подразделяются по признаку их происхождения или по признаку их месторасположения. Большинство видов потерь в железе было подробно рассмотрено в томах I и II, и поэтому в дальнейшем мы в основном будем ссылаться на эти тома.

b) Потери главного потока. Потери главного потока можно считать равными сумме потерь, вызываемых основной гармоникой Φ_1 и третьей гармоникой Φ_3 („гармоникой насыщения“) потока.

$$\Phi_1 = \frac{2}{\pi} \tau l_i B_1, \tag{504a}$$

$$\Phi_3 = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{3} l_i B_3. \tag{504b}$$

Остальные гармоники, как правило, не оказывают заметного влияния на потери в железе, за исключением зубцовых гармоник, которые будут учтены при рассмотрении добавочных потерь. Амплитуды B_1 и B_3 в ур. (504а и b) определяются согласно разделу E2. В большинстве случаев достаточно ограничиться лишь основной гармоникой B_1 (см. раздел O4g). При соединении треугольником согласно разделу E2 третья гармоника практически отсутствует. Потери в спинках статора и ротора индукционной машины можно определять по ур. (286) тома I, взяв коэфициент k_H согласно разделу IIH1a (фиг. 202) и коэфициент k_W — согласно разделу IIH1b (фиг. 204) тома I. Для определения потерь в зубцах служит ур. (287) тома I, причем коэфициенты k_H и k_W приравниваются к единице. Следует, однако, рекомендовать для большей надежности несколько увеличивать k_H и k_W, определяя их для спинок по ур. (286b), а для зубцов — по ур. (287b) тома I.

Частота потока Φ_1 для статора равна частоте сети f_1, а для ротора sf_1. Частота потока Φ_3 равна соответственно $3f_1$ и $3sf_1$. При номинальном режиме вследствие весьма малой величины скольжения s потерями главного потока в железе ротора можно в большинстве случаев пренебрегать.

При постоянной частоте сети потери главного потока зависят от напряжения на зажимах и приблизительно пропорциональны квадрату напряжения на зажимах. Эти потери мы обозначали в разделе B6a для статора через Q_{E_1} и для ротора через Q_{E_2}.

c) Поверхностные потери, вызываемые зубчатым строением статора и ротора. Эти поверхностные потери вызываются провалами в кривой поля над прорезами пазов (см. раздел IIG2c тома I). Как и потери главного потока, они существуют и при холостом ходе. Эти потери подробно рассмотрены в разделе IIH4 тома I, и определение их для статора можно производить по ур. (299) и (299a) тома I. Для обычной электротехнической стали толщиной 0,5 mm при отсутствии грата (заусениц) коэфициент $k_0 \approx 2{,}5$, однако ввиду невозможности совершенно избежать грата и связанных с этим местных коротких замыканий между листами следует для надежности принимать $k_0 \approx 4$. Тем самым учитываются и потери на гистерезис, которые, вообще говоря, благодаря большой частоте перемагничивания [$f = nN_2$, ур. (300) тома I] ничтожны по сравнению с потерями на вихревые токи.

Переставляя индексы 1 и 2, получаем уравнения для определения поверхностных потерь в роторе.

Рассматриваемые в этом разделе поверхностные потери, как и потери главного потока, приблизительно пропорциональны квадрату напряжения на зажимах.

d) Пульсационные потери в зубцах, вызванные зубчатым строением статора и ротора. Эти потери вызываются колебаниями потока в зубцах вследствие беспрерывного изменения взаимного расположения зубцов статора и ротора. Как и потери, рассмотренные в разделах b и c, они появляются уже при холостом ходе машины. Они были рассмотрены подробно в разделе IIH5 тома I. Определение их для статора при обычной электротехнической стали толщиной 0,5 mm производится по ур. (310) и (303) тома I. Для ротора нужно переставить индексы 1 и 2. Эти потери также растут с увеличением напряжения на зажимах, но не пропорционально квадрату его величины, так как амплитуда колебаний потока в зубцах при больших насыщениях железа растет медленнее, чем напряжение на зажимах.

В разделе B6a сумму добавочных потерь в железе, рассмотренную в разделах c и d, мы обозначали через Q'_{Ez}.

e) Поверхностные потери, вызываемые полными токами пазов. В то время как рассмотренные выше (раздел c) поверхностные потери вызываются исключительно провалами в кривой поля над прорезами пазов и существовали бы даже при таком расположении обмотки, которое обеспечило бы синусоидальное распределение линейной нагрузки вдоль окружности якоря, поверхностные потери, рассматриваемые в настоящем разделе, возникают вследствие размещения обмотки в пазах, что является причиной скачкообразного распределения линейной нагрузки. В разделе IIB7b тома II было показано, что благодаря этому кривая возбуждения поля приобретает ступенчатую форму.

Определение этих потерь было уже рассмотрено в разделе IIB7c тома II в отношении потерь, вызываемых статорной обмоткой в роторе. Основное значение при этом имеет пилообразная часть кривой возбуждения поля статорной обмотки. Удельные поверхностные потери для ротора определялись для массивного ротора по ур. (147) тома II. Этим же уравнением можно пользоваться и для ротора, составленного из листов, если принять для k_0 значение, указанное в разделе c. Поверхностные потери для статора получаются равными [см. ур. (147), (148a) и (148) тома II]

$$Q_{01} = \frac{\pi}{2} V_{01} l D \frac{t_1 - s_1}{t_1}, \tag{505}$$

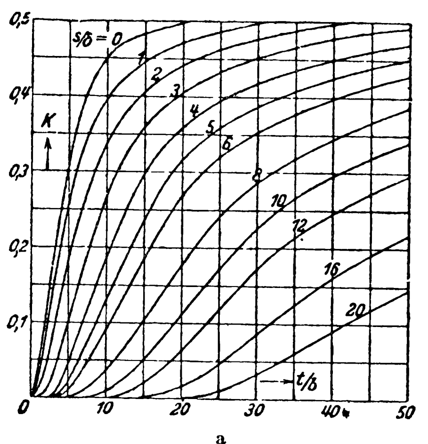
где

$$V_{01} = 0{,}79 \left(\frac{t_2}{\delta}\right)^2 k_0 K_2 \left[\frac{nN_2}{1\,000}\right]^{1,5} \left[\frac{\Theta_{N_2}}{1\,000}\right]^2 \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}, \tag{505a}$$

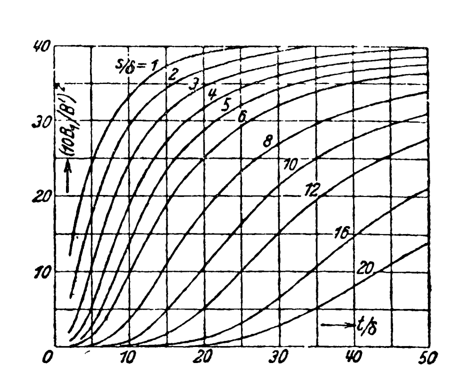
где s_1 — ширина прореза паза;
t_1 — пазовое деление;
δ — длина воздушного зазора;
l — длина статора;
D — диаметр у воздушного зазора;
Θ_{N_2} — эффективное значение полного тока паза ротора в A;
N_2 — число пазов ротора;
n — число оборотов в минуту.

Индекс 1 относится к статору, индекс 2 — к ротору. Для K_2 кривые $\sum \frac{K_\nu^2}{\sqrt{\nu}}$ были приведены на фиг. 99,*b* тома II. Однако для индукционных машин значения $\frac{t}{\delta}$ и $\frac{s}{\delta}$ будут иными, чем для синхронных машин, для которых являются справедливыми кривые фиг. 99,*b* тома II. Значения K_2 и K_1 для индукционных машин даны на фиг. 239, *a* для различных $\frac{s_1}{\delta}$ или $\frac{s_2}{\delta}$ в функции $\frac{t_2}{\delta}$ или $\frac{1}{\delta}$. Поверхностные потери в роторе определяются по тем же уравнениям после перестановки индексов 1 и 2.

Для двухслойных обмоток с укороченным шагом коэфициент потерь будет несколько меньше, чем получается по ур. (505а), и может быть взят на основании соображений, приведенных на стр. 122 и 123 тома II.



a



b

Фиг. 239. *a* — K K_1 или K_2 в ур. (505 а)]; *b* — $\left(\frac{10\,B_1}{B_1'}\right)^2 \left[\left(\frac{10\,B_{1,1}}{B_1'}\right)^2\right.$ или $\left.\left(\frac{10\,B_{2,1}}{B_2'}\right)^2\right.$ в ур. (510 а)] в функции $\frac{t}{\delta}$ при различных $\frac{s}{\delta}$.

Рассмотренные здесь поверхностные потери пропорциональны для статора квадрату полного тока паза ротора и для ротора — квадрату полного тока паза статора [ур. (505а)], поэтому при холостом ходе они для статора практически равны нулю, а для ротора имеют относительно малую величину, так как ток холостого хода в несколько раз меньше тока номинальной нагрузки.

f) Пульсационные потери в зубцах, вызываемые полными токами пазов. Поле статора или ротора, соответствующее пилообразной части кривой возбуждения поля, вызывающее рассмотренные в разделе е поверхностные потери, отчасти проникает и в зубцы ротора или статора и обусловливает в этих зубцах благодаря большой частоте потери на вихревые токи. Рассмотрим способ определения этих потерь, присущих индукционным машинам.

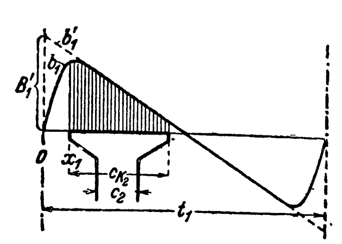
На фиг. 240 пунктирная кривая b_1' представляет собой пилообразную часть поля, создаваемого полным током статора на поверхности

гладкого ротора, на протяжении одного пазового деления статора t_1 при условии бесконечно узких прорезов паза и бесконечно малого воздушного зазора. Согласно ур. (147с) тома II максимальное значение B_1' равно

$$B_1' = 0{,}89 \frac{\Theta_{N_1}}{\delta} \text{ гауссов,} \tag{506}$$

где Θ_{N_1} — полный ток паза статора в А и δ — длина воздушного зазора в cm. При учете конечной ширины прореза паза статора и конечной длины воздушного зазора получается кривая поля, обозначенная на фиг. 240 через b_1, определение которой было рассмотрено в разделе IIB7c тома II. Чертеж, показанный на фиг. 240, приблизительно соответствует отношениям

$$\frac{t_1}{\delta} = 15 \text{ и } \frac{s_1}{\delta} = 2.$$



Фиг. 240. К определению пульсационных потерь в зубцах, вызываемых полными токами пазов.

Если ротор также имеет зубцы, то через зубец может проходить часть потока кривой поля b_1, пропорциональная вертикально заштрихованной площади, соответствующей ширине головки роторного зубца, равной c_{K_2}.

Вследствие пульсации этого потока при прохождении зубцов ротора мимо зубцов статора в роторных зубцах возникают потери от вихревых токов.

Для определения этих потерь в роторе разложим кривую b_1 на гармоники, причем длина волны основной гармоники ($\lambda = 1$) равна пазовому делению статора t_1. Обозначив через $B_{1\lambda}$ амплитуду λ-й гармоники и через l_i теоретическую длину якоря, получим следующее выражение для потока в роторном зубце, вызванном λ-й гармоникой:

$$\left.\begin{aligned} \varphi_{Z_2\lambda} &= B_{1\lambda} l_i \int\limits_{x_1}^{x_1 + c_{K_2}} \sin\left(\lambda 2\pi \frac{x}{t_1}\right) dx = \\ &= B_{1\lambda} \frac{l_i t_1}{2\pi\lambda} \left[\sin \lambda a_2 \cdot \sin \lambda 2\pi \frac{x_1}{t_1} + \right. \\ &\quad \left. + (1 - \cos \lambda a_2) \cos \lambda 2\pi \frac{x_1}{t_1}\right], \end{aligned}\right\} \tag{507}$$

где для сокращения принято (фиг. 240)

$$a_2 = \frac{2\pi c_{K_2}}{t_1}. \tag{507a}$$

Этот поток при прохождении зубцов ротора мимо зубцов статора изменяется с частотой

$$f_{Z_2\lambda} = \lambda n N_1, \tag{508a}$$

где n — число оборотов ротора и N_1 — число пазов статора. Амплитуда потока в роторном зубце

$$\Phi_{Z_2\lambda} = B_{1\lambda}\,\frac{l_i t_1}{2\pi\lambda}\,\sqrt{\sin^2\lambda\alpha_2 + (1-\cos\lambda\alpha_2)^2} =$$

$$= B_{1\lambda}\,\frac{l_i t_1}{\sqrt{2}\pi\lambda}\,\sqrt{1-\cos\lambda\alpha_2}. \qquad (508b)$$

Разделив этот поток на поперечное сечение $k_E l c_2$ в середине зубца (см. разделы IIG3 и IIH5 тома I), получим амплитуду индукции в зубце

$$B_{Z_2\lambda} = \frac{l_i t_1 B_{1\lambda}}{\sqrt{2}\,\pi\lambda k_E l c_2}\,\sqrt{1-\cos\lambda\alpha_2}, \qquad (508)$$

с помощью которой можно найти удельные потери $V_{Z_2\lambda}$ в роторных зубцах, вызываемые λ-й гармоникой пилообразной кривой полного тока статорного паза.

Вследствие большой частоты перемагничивания потери на гистерезис по сравнению с потерями на вихревые токи отходят на второй план. Учитывая лишь потери на в и х р е в ы е т о к и, получим согласно ур. (204) тома I при коэфициенте k_m по ур. (208b) тома I

$$V_{Z_2\lambda} = 0{,}112\cdot 10^{-4}\sigma k_m\left(\frac{t_1}{k_E c_2}\right)^2\left[\frac{nN_1}{10\,000}\cdot\frac{\Theta_{N_1}}{1\,000\,\delta}\right]^2\times$$

$$\times\left(\frac{10 B_{1\lambda}}{B_1'}\right)^2(1-\cos\lambda\alpha_2)\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{kg}}, \qquad (509a)$$

где n — число оборотов в минуту, Θ_{N_1} — эффективное значение полного тока статорного паза в A, а σ может быть в зависимости от сорта стали взято из табл. 4, стр. 162, тома I.

Полный ток паза изменяется приблизительно по синусоиде с частотой первичного тока. Так как эта частота мала по сравнению с частотой $f_{Z_2\lambda}$, то для определения потерь в зубцах следует брать значение удельных потерь, равное приблизительно половине $V_{Z_2\lambda}$, и мы получим

$$Q_{Z_2\lambda} = \frac{V_{Z_2\lambda}}{2}\,P_{Z_2}\ \mathrm{W}, \qquad (509)$$

где вес зубцов ротора в kg определяется по ур. (287a) тома I.

Из высших гармоник кроме основной ($\lambda = 1$) имеет практическое значение еще вторая гармоника ($\lambda = 2$), которая, однако, при обычной толщине листов в 0,5 mm также сильно заглушена, тогда как коэфициент k_m для основной гармоники не на много меньше единицы. Поэтому для практического определения рассматриваемых в этом разделе потерь в зубцах можно пользоваться уравнением

$$Q_{Z_2} = \frac{V_{Z_2}}{2}\,P_{Z_2}\ \mathrm{W}, \qquad (510)$$

где для обычной электротехнической стали толщиной 0,5 mm при $k_E = 0{,}9$, $\sigma = 5{,}6$ и запасом надежности около 70%, если в ур. (509а) взять $k_m \approx 1$,

$$V_{Z_2} \approx 1{,}3 \cdot 10^{-4}\left(\frac{t_1}{c_2}\right)^2\left[\frac{nN_1}{10\,000} \cdot \frac{\Theta_{N_1}}{1\,000\,\delta}\right]^2 \times$$

$$\times\left(\frac{10B_{1,1}}{B_1'}\right)^2(1-\cos\alpha_2)\ \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{kg}}\,. \qquad (510\text{a})$$

Отношение $\left(\frac{10B_{1,1}}{B_1'}\right)^2$, входящее в ур. (510а), показано на фиг. 239, *b* для различных значений $\frac{s_1}{\delta}$ или $\frac{s_2}{\delta}$ в функции $\frac{t_1}{\delta}$ или $\frac{t_2}{\delta}$.

Потери статора определяются по тем же ур. (510) и (510а) после перестановки индексов 1 и 2.

Рассмотренные потери в зубцах при слабом насыщении зубцов пропорциональны квадрату тока, но на них оказывает еще влияние главный поток, сказывающееся в уменьшении амплитуды колебаний потока в зубцах при больших насыщениях.

В разделе В6а сумма добавочных потерь, рассмотренных в разделах е и f, была обозначена через Q''_{Ez}.

g) Суммарные потери в железе. Суммарные потери в железе приблизительно равны сумме рассмотренных выше отдельных потерь, так как вихревые токи, вызванные зубчатым строением и полными токами пазов статора и ротора, сдвинуты друг от друга по фазе приблизительно на 90° [Л. 242].

Кроме рассмотренных здесь добавочных потерь на поверхностях статора и ротора и в их зубцах возникают еще добавочные потери в спинках [Л. 242], которыми мы ввиду их малости пренебрегаем. Кроме потерь, вызываемых главным потоком (раздел b), основную часть потерь в железе дают при полузакрытых пазах добавочные потери Q''_{Ez}, создаваемые полными токами пазов (разделы е и f), а при открытых пазах — потери Q'_{Ez}, вызываемые только зубчатым строением статора и ротора (разделы с и d).

Добавочные потери в железе более или менее зависят от силы главного поля. В случае поверхностных потерь (разделы с и е) это приблизительно учитывалось соответственным выбором коэфициента k_0. Добавочные потери в зубцах (разделы d и f) под влиянием главного поля могут уменьшаться приблизительно до 40% значений, получаемых по ур. (310) тома I и ур. (510).

Как показывает опыт, нельзя добиться существенного уменьшения суммарных потерь путем применения легированной стали. В этом случае заглушение гармоник большой частоты меньше, чем при обыкновенной стали, и таким образом, увеличение добавочных потерь благодаря гармоникам высокого порядка частично компенсирует уменьшение потерь в железе, вызванных главным потоком. Следует еще отметить, что скос пазов ротора относительно статора не оказывает заметного влияния на потери в железе, так как для каждого отдельного листа условия возникновения вихревых токов при этом не изменяются.

Коэфициент σ, входящий в ур. (509а), нужно определять опытным путем по потерям, измеренным на пробном пакете стали данного сорта, а не пользоваться величиной удельного сопротивления, измеренной постоянным током [см. ур. (207) тома I], так как последняя имеет значение около $^2/_3$ сопротивления переменному току [Л. 242].

2. Потери в обмотках

a) Основные потери. Потери в обмотках определяются произведением числа фаз, активного сопротивления и квадрата тока каждой обмотки (см. раздел III.1 тома I). Активное сопротивление статорной обмотки независимо от числа оборотов определяется частотой сети. При этом нужно учитывать потери на вихревые токи (раздел III.2 и 3 тома I), вызываемые в особенности при большой высоте проводников поперечным полем паза.

Что касается роторной обмотки, то здесь нужно различать неподвижное состояние и вращение. При неподвижном роторе потери от вихревых токов определяются частотой сети, при номинальном же режиме частота токов в роторе, как правило, настолько мала, что можно считать активное сопротивление равным сопротивлению постоянного тока.

Также пропорциональные квадрату тока добавочные потери, вызываемые пилообразной частью кривой возбуждения поля (раздел 1e и f), строго говоря, нельзя относить к потерям в обмотках, так как они в основном непосредственно покрываются за счет механической мощности машины. Однако вследствие их пропорциональности квадрату тока эти потери, как уже было указано в разделе B6a, могут быть учтены соответственным увеличением первичного активного сопротивления.

b) Добавочные потери в обмотках роторов в виде беличьей клетки, вызываемые высшими гармониками статорной обмотки. Обычно потери в роторе определяются лишь по основной гармонике роторного тока. Однако при большом числе пазов ротора не всегда можно пренебрегать потерями, вызываемыми в роторной обмотке еще и высшими гармониками тока. Поэтому мы остановимся на этих добавочных потерях несколько подробнее, причем ограничимся простой клеткой, так как у роторов с кольцами и у короткозамкнутых роторов с несколькими последовательно соединенными проводниками на фазу добавочные потери обычно невелики. Для джоулевых потерь в клетке, вызываемых током $I_{2\nu}$, индуктируемым в роторной обмотке ν-й гармоникой статорного поля, можно написать

$$Q_{2\nu} = R_{2\nu} N_2 I_{2\nu}^2, \tag{511}$$

где $R_{2\nu}$ — активное сопротивление клетки, определяемое ур. (159). Если желательно учесть вытеснение тока, то для этого нужно согласно ур. (220а) взять частоту, равную

$$f_{2\nu} = [1 - \nu(1 - s)]\, f_1, \tag{511a}$$

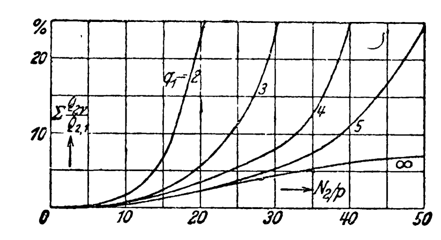
где s — скольжение, а f_1 — частота сети.

Если подставить в ур. (511) значение тока $I_{2\nu}$ по ур. (287) и (287а), то, пренебрегая величиной $R_{2\nu}^2$ по сравнению с $s_\nu^2 (X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu})^2$, получим для ротора в виде беличьей клетки ($z = 1$, $\xi_{2\nu} = 1$):

$$Q_{2\nu} \approx \frac{R_{2\nu}}{N_2} \frac{4m_1^2 w_1^2 \xi_{1\nu}^2}{(1 + \sigma_{2\nu})^2 \chi_{2\nu}^2} I_1^2. \tag{512}$$

Для приближенных расчетов можно положить $\sigma_{2\nu} \approx \sigma_{2o\nu}$, т. е. пренебречь рассеянием пазов и лобовых частей по сравнению с рассеянием воздушного зазора. Тогда, подставляя $1 + \sigma_{2o\nu}$ из ур. (268) и относя $Q_{2\nu}$ к потерям в обмотке ротора $Q_{2,1}$, вызванным основной гармоникой роторного тока, получим

$$\frac{Q_{2\nu}}{Q_{2,1}} \approx \frac{R_{2\nu}}{R_2} \left(\frac{\xi_{1\nu}}{\xi_{1,1}}\right)^2 \left(\frac{\chi_{2\nu}\eta_{2\nu}}{\chi_{2,1}\eta_{2,1}}\right)^2 \left(\frac{\eta_{2\nu}}{\eta_{2,1}}\right)^2 \approx \frac{R_{2\nu}}{R_2} (\xi_{1\nu}\chi_{2\nu}\eta_{2\nu})^2 \eta_{2\nu}^2. \tag{513}$$



Фиг 241. Добавочные потери в обмотках, вызываемые высшими гармониками статорной обмотки (трехфазная обмотка без укорочения шага). Вытеснение тока отсутствует.

Для получения суммарных отнесенных к основным потерям добавочных потерь, нужно выражение (513) просуммировать по всем имеющим практическое значение величинам ν. Наибольшее порядковое число ν, которое должно быть при этом еще принято во внимание, зависит в основном от двух последних квадратов в ур. (513), которые с возрастанием ν быстро уменьшаются, причем согласно фиг. 107 они имеют тем большую величину, чем больше число пазов N_2. Таким образом с увеличением числа пазов N_2 добавочные потери, вызываемые высшими гармониками статорной обмотки, увеличиваются. Наибольшие добавочные потери получаются при нескошенных пазах ($\chi_{2\nu} = \chi_{2,1} = 1$). Тогда $\frac{Q_{2\nu}}{Q_{2,1}}$ пропорционально $\left(\frac{\eta_{2\nu}}{\eta_{2,1}}\right)^4 \approx \eta_{2\nu}^4$. Согласно фиг. 107 величина $\eta_{2\nu}^4$ при $\nu = 0{,}8 \frac{N_2}{p}$ падает приблизительно до значения 0,0025. Таким образом суммирование потерь, вызываемых высшими гармониками, может быть прекращено на $\nu = 0{,}8 \frac{N_2}{p}$. Так как, однако, для $\nu = \frac{N_1}{p} \pm 1$ обмоточный коэфициент $\xi_{1\nu} = \xi_{1,1}$, то рекомендуется производить суммирование до $\nu = \frac{N_1}{p} + 1$, если, конечно, $\frac{N_1}{p} + 1 > 0{,}8 \frac{N_2}{p}$.

Если пренебречь влиянием вытеснения тока и влиянием лобовых колец на R_2 [см. ур. (159)], то в ур. (513) $\frac{R_{2\nu}}{R_2} = 1$. Для этого случая на фиг. 241 показаны кривые отношения $\sum \frac{Q_{2\nu}}{Q_{2,1}}$ для различных чисел пазов на полюс и фазу статора q_1 в функции отношения $\frac{N_2}{p}$ при не-

скошенных пазах $\left(\frac{\chi_{2\nu}}{\chi_{2,1}}=1\right)$. Из этих кривых видно, что при нескошенных пазах, для того чтобы добавочные потери не превышали 10% от потерь, вызванных основной гармоникой тока, должно быть

$$\frac{N_2}{p} \leqslant 8q_1 = \frac{4}{3}\frac{N_1}{p} .$$

Для скошенных на одно зубцовое деление статора пазов ротора служит кривая для $q_1 = \infty$ [Л. 255], т. е. в этом случае добавочные потери меньше 7%. При этом предположено, что роторные стержни изолированы. Путем укорочения шага статорной обмотки (уменьшения $\frac{\xi_{1\nu}}{\xi_{1,1}}$) можно добиться дальнейшего уменьшения добавочных потерь в обмотке ротора.

Кривые фиг. 241 построены при трех допущениях:

1) что рассеянием пазов и лобовых частей можно пренебречь по сравнению с рассеянием воздушного зазора,

2) что $R_{2\nu} = R_2$,

3) что $R_{2\nu}^2$ мало по сравнению с $s_\nu^2(X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu})^2$. Первое предположение обычно выполняется в достаточной степени. Для $R_{2\nu}$ кроме влияния лобовых колец [ур. (159)] нужно еще учитывать влияние вытеснения тока, причем оба влияния действуют в противоположном смысле. Увеличение активного сопротивления вследствие вытеснения тока определяется частотой роторных токов по ур. (511а). Вблизи синхронного числа оборотов $f_{2\nu} \approx (1-\nu) f_1$. Таким образом для больших ν отношение $\frac{R_{2\nu}}{R_2}$ может быть значительно больше единицы. Несмотря на это третье допущение, согласно которому $R_{2\nu}^2$ мало по сравнению с $s_\nu^2(X_{2h\nu} + X_{2\sigma\nu})^2$, выполняется, так как активное сопротивление растет приблизительно пропорционально корню квадратному из частоты, т. е. приблизительно пропорционально $\sqrt{1-\nu}$, тогда как общее реактивное сопротивление растет пропорционально $1-\nu$.

с) Добавочные потери в обмотках роторов в виде беличьей клетки, вызываемые пульсации потока в зубцах. Добавочные джоулевы потери в роторных обмотках в виде беличьей клетки вызываются еще пульсациями потока в зубцах ротора, вызывающими также и потери в железе, рассмотренные нами в разделе d и f.

Благодаря наличию зубцов на гладкую кривую поля накладывается еще гармоника индукции, длина волны которой равна зубцовому делению статора t_1. Таким образом порядок этих гармоник

$$\nu = \frac{2\tau}{t_1} = \frac{N_1}{p} . \qquad (514a)$$

Обозначим отнесенную к первичной частоте частоту токов в обмотке в виде беличьей клетки через μ. Таким образом

$$\mu = \frac{f_2}{f_1} = \frac{nN_1}{f_1} = \frac{\nu n}{n_1} , \qquad (514b)$$

где n — число оборотов ротора.

Допустим сперва, что рассматриваемая гармоника синусоидальна и имеет неизменную амплитуду.

Эффективное значение напряжения, индуктированного в одном контуре обмотки, образованном соседними стержнями и отрезками колец, будет тогда равно

$$E_{2\nu} = \frac{\chi_{2\nu} 2\pi n N_1 \Phi_{Z_2}}{\sqrt{2}} = \sqrt{2}\pi\chi_{2\nu}\mu f_1 \Phi_{Z_2}, \tag{515a}$$

где Φ_{Z_2} — амплитуда пульсирующего в зубцах потока;

$\chi_{2\nu}$ — коэфициент скоса пазов.

Это напряжение, если пренебречь реакцией, должно быть равно напряжению, индуктируемому в контуре полем, создаваемым токами ротора, так как активным сопротивлением фазы $R_{2\nu}$ можно по сравнению с ее реактивным сопротивлением $\mu(1+\sigma_{2\nu})X_{2h\nu}$ пренебречь. Токи соседних стержней сдвинуты по фазе на угол $\frac{2\pi N_1}{N_2}$. Тогда (см. раздел D1) из выражения

$$2\mu(1+\sigma_{2\nu})X_{2h\nu}I_{2\nu}\sin\frac{\pi N_1}{N_2} = E_{2\nu} \tag{515b}$$

мы можем найти ток стержня

$$I_{2\nu} = \frac{\pi\chi_{2\nu}f_1}{\sqrt{2}(1+\sigma_{2\nu})X_{2h\nu}\sin\frac{\pi N_1}{N_2}}\Phi_{Z_2}. \tag{515}$$

Величина

$$1+\sigma_{2\nu} \approx \frac{1}{(\chi_{2\nu}\eta_{2\nu})^2}$$

и согласно ур. (262a)

$$X_{2h\nu} = \left(\frac{\chi_{2\nu}}{\nu\chi_{2,1}}\right)^2 X_{2h}.$$

Подставляя еще значение $\eta_{2\nu}$ по ур. (268b), получим при $\chi_{2,1} \approx 1$

$$I_{2\nu} \approx \frac{\chi}{\sqrt{2}\pi}\left(\frac{N_2}{p}\right)^2 \frac{f_1}{X_{2h}}\sin\frac{\pi N_1}{N_2}\cdot\Phi_{Z_2}, \tag{516a}$$

где X_{2h} может быть определено по ур. (262b), при $m_2 = N_2$.

Принимая еще во внимание, что амплитуда потока Φ_{Z_2} не постоянна, а колеблется синусоидально с относительно небольшой частотой f_1, получим добавочные потери от тока по ур. (516a) равными

$$Q_{2\nu} = \frac{1}{2} N_2 R_{2\nu} I_{2\nu}^2, \tag{516}$$

где $R_{2\nu}$ — активное сопротивление одной фазы ротора [ур. (159)] с учетом влияния вытеснения тока (см. раздел J 1a), определяемого частотой μ по ур. (514b).

Для колебаний потока в зубцах, вызванного только наличием зубцов, в ур. (515) и (516a) нужно подставить согласно разделу IIG2c и H5 тома I

$$\Phi_{Z_2} = \frac{B_{01}s_1' l_i}{2} = \frac{\gamma_1\delta k_C l_i B_L}{2} \approx \frac{\gamma_1\delta l_i B_L}{2}. \tag{517}$$

Здесь, полагая $k_C = 1$, мы приблизительно учитываем влияние насыщения зубцов. Величина γ_1, определяемая по ур. (236b) тома I, тем больше, чем больше отношение $\frac{s_1}{\delta}$. Эти добавочные потери в обмотке становятся таким образом особенно заметными в случае открытых пазов. При отсутствии скоса пазов ротора в ур. (516a) $\chi_{2\nu} = 1$.

Для колебаний потока в зубцах, вызванных полным током пазов статора, согласно сказанному в разделе 1f [ур. (506) и (508b)] при $\Theta_{N_1} = \frac{6w_1I_1}{N_1}$ для трехфазных статорных обмоток

$$\Phi_{Z_2} = 0{,}12\chi_{2\nu}l_i\left(\frac{10B_{1,1}}{B_1'}\right)\frac{w_1I_1t_1}{\delta N_1}\sqrt{1-\cos\alpha_2}. \qquad (518)$$

Квадрат отношения $\frac{10B_{1,1}}{B_1'}$ может быть найден по кривым фиг. 239, *b*. Величина α_2 определяется ур. (507a). Влияние открытых и полузакрытых пазов статора уже содержится в отношении $\frac{10B_{1,1}}{B_1'}$. В противоположность добавочным потерям в обмотке, вызываемым только наличием зубцов [ур. (517) и (518)], добавочные потери в обмотке, обусловленные полными токами пазов статора, при полузакрытых пазах статора больше, чем при открытых.

При выводе ур. (517) и (518) мы пренебрегли реакцией роторных токов на колебания потока в зубцах. Для приближенного учета этой реакции примем, что гармоника индукции распределена синусоидально и обозначим ее амплитуду через B_P. Тогда поток (фиг. 240)

$$\Phi_{Z_2} = l_i\int\limits_{x=-\frac{c_{K2}}{2}}^{+\frac{c_{K2}}{2}} B_P\cos\left(2\pi\frac{x}{t_1}\right)dx = \frac{l_it_1}{\pi}B_P\sin\left(\pi\frac{c_{K2}}{t_1}\right). \qquad (519)$$

По этому потоку можно с помощью ур. (516a) определить ток $I_{2\nu}$ без учета реакции. Для сокращения положим

$$I_{2\nu} = CB_P. \qquad (519a)$$

Если обозначить через B_P' амплитуду индукции, создающей действительный роторный ток $I_{2\nu R}$, то для реакции при скошенных пазах будет иметь значение только величина $\chi_{2\nu}B_P'$. Подставляя в ур. (519) вместо B_P величину $B_P - \chi_{2\nu}B_P'$, получим поток с учетом реакции, по которому можно, подставив его в ур. (516a), определить действительный ток

$$I_{2\nu R} = C(B_P - \chi_{2\nu}B_P') = I_{2\nu} - C\chi_{2\nu}B_P'. \qquad (519b)$$

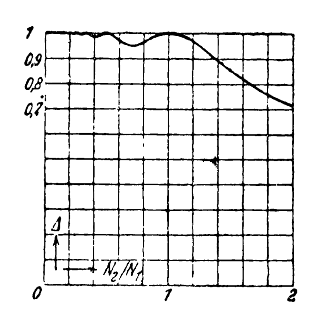
Амплитуда B_P' индукции, создающей действительный роторный ток $I_{2\nu R}$, согласно ур. (235a) равна

$$B_P' = \Pi_0\frac{\sqrt{2}}{2\pi}\frac{\chi_{2\nu}N_2}{\nu p\delta''}I_{2\nu R} = 0{,}2\sqrt{2}\frac{N_2}{N_1}\frac{\chi_{2\nu}}{\delta''}I_{2\nu R} = C'I_{2\nu R}. \qquad (519c)$$

Подставляя это значение в ур. (519b), получаем на основании ур. (519a), (519), (516a), (514a), (262a и b) коэфициент ослабления

$$\Delta = \frac{I_{2\nu R}}{I_{2\nu}} = \frac{1}{1 + CC'\chi_{2\nu}} = \frac{1}{1 + \frac{\chi_{2\nu}^2}{\pi^2}\left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 \sin\left(\frac{\pi N_1}{N_2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi c_{K_2}}{t_1}\right)}. \quad (520)$$

Реакция будет наибольшей при $c_{K_2} = t_1$ и $\chi_{2\nu} = 1$ (нескошенные пазы). Найденный коэфициент ослабления Δ показан на фиг. 242 в функции отношения $\frac{N_2}{N_1}$. Таким образом для практически встречающихся отношений $\frac{N_2}{N_1}$ реакцией можно пренебрегать.



Фиг. 242. Коэфициент ослабления Δ в функции $\frac{N_2}{N_1}$, $\chi_{2\nu} = 1$, $c_{K_2} = t_1$.

N. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

1. Потери холостого хода

а) Практический и идеальный холостой ход. Опыт холостого хода необходим для определения потерь холостого хода, с помощью которых находится к. п. д. по методу отдельных потерь (ОСТ 3887).

Если из мощности N_0, потребляемой идущим вхолостую двигателем, при питании его от номинального напряжения при номинальной частоте вычесть джоулевы потери в обмотках статора и ротора

$$Q_{10} = m_1 R_1 I_0^2 \quad (521a)$$

и

$$Q_{20} = m_2 R_2 I_{20}^2, \quad (521b)$$

то оставшаяся часть

$$Q_0 = N_0 - Q_{10} - Q_{20} = Q_{E_1} + Q_{мех} \quad (521)$$

будет представлять собой сумму потерь в железе статора и механических [P. 21]. В этом уравнении Q_{E_1} обозначает потери в железе статора, вызываемые главным потоком, и

$$Q_{мех} = Q_R + Q_L + Q_{Ez} \quad (521c)$$

потери, покрываемые при холостом ходе непосредственно механической мощностью. К $Q_{мех}$ относятся потери на трение Q_R, вентиляционные потери Q_L и добавочные потери Q_{Ez}, вызываемые наличием зубцов и имеющие место уже при холостом ходе. Последние в свою очередь разделяются на потери Q'_{Ez}, вызываемые только наличием зубцов, и потери Q''_{Ez}, обязанные своим происхождением полным токам пазов.

Джоулевы потери в статоре Q_{10} определяются по измеренному первичному току холостого хода I_0 и по активному сопротивлению R_1, найденному согласно указаниям раздела 3b. Джоулевыми потерями ро-

тора Q_{20} можно при холостом ходе пренебрегать, так как они, как правило, меньше 1% джоулевых потерь ротора при номинальной нагрузке. Если желательно их все же учесть, то это можно сделать, пользуясь указаниями раздела 3с.

Для опытного построения круговой диаграммы необходимо определить точку a_0, соответствующую току идеального холостого хода I_0 (фиг. 18). В случае двигателей с контактными кольцами активную мощность, соответствующую точке a_0, можно найти, непосредственно измерив потребление мощности двигателя сейчас же после размыкания цепи ротора, пока число оборотов еще заметно не изменилось. Измеренная таким способом мощность согласно разделу B6a равна

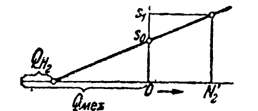
$$N_{0'} = m_1 R_1 I_{0'}^2 + Q_{E_1} + Q_{H_2}, \tag{522a}$$

где Q_{H_2} представляет собой потери на гистерезис в роторе при неподвижном двигателе и разомкнутой цепи ротора.

В случае двигателей с короткозамкнутыми роторами мощность $N_{0'}$ может быть найдена по мощности N_0 при практическом холостом ходе по уравнению

$$N_{0'} = N_0 - m_1 R_1 (I_0^2 - I_{0'}^2) -$$
$$- m_2 R_2 I_{20}^2 - Q_{мех}^{\bullet} + Q_{H_2} \approx N_0 - (Q_{мех} - Q_{H_2}). \tag{522b}$$

b) Определение потерь $Q_{мех} - Q_{H_2}$ с помощью измерения скольжения при малой мощности. Значение $Q_{мех} - Q_{H_2}$ может быть найдено путем простого измерения скольжения и мощностей. Мы уже указывали, что создаваемый роторными токами вращающий момент при малых скольжениях с большой степенью точности можно считать пропорциональным скольжению. Это является также справедливым и для механической мощности ротора, так как при малых скольжениях она пропорциональна вращающему моменту. Таким образом, определив скольжение, во-первых, при холостом ходе, а, во-вторых, при очень малой мощности, мы можем построить прямую, представляющую собой зависимость скольжения от механической мощности (фиг. 243). Эта прямая должна отсекать на оси абсцисс отрезок, имеющий величину $Q_{мех} - Q_{H_2}$, так как согласно разделу B 6a при скольжении $s = 0$ от статора к ротору передается мощность, равная потерям на гистерезис в роторе при его неподвижном состоянии. Если s_1 обозначает скольжение, а N_2' — измеренную на валу двигателя механическую мощность для такого режима, при котором еще практически сохраняется пропорциональность между скольжением и мощностью $\left(N_2' \lessapprox \frac{N_N}{4}\right)$, то



Фиг. 243. Определение $Q_{мех} - Q_{H_2}$ по измерению скольжений.

$$Q_{мех} - Q_{H_2} = \frac{s_0}{s_1 - s_0} N_2'. \tag{523a}$$

Само собой разумеется, что измерение скольжений и мощности должно производиться очень точно.

Если подсчитать джоулевы потери в роторе по сопротивлению ротора и индуктированному в одной его фазе при неподвижном двигателе напряжению E_{20}, то для определения $Q_{мех}-Q_{H_2}$ достаточно даже одного, но зато очень тщательно проделанного измерения скольжения при холостом ходе. В этом случае

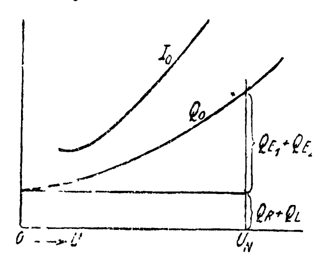
$$Q_{мех}-Q_{H_2}=(1-s_0)N_i=\frac{1-s_0}{s_0}\frac{m_2(s_0E_{20})^2}{R_2}\approx s_0\frac{m_2E_{20}^2}{R_2}. \quad (523b)$$

Напряжение E_{20} для двигателей с кольцами может быть измерено непосредственно на разомкнутых кольцах при неподвижном роторе. Для двигателей с короткозамкнутыми роторами его можно положить равным

$$E_{20}=(U_1-I_0X_{1\sigma})\frac{w_2\chi_2\xi_2}{w_1\xi_1}, \quad (523c)$$

где для ротора в виде беличьей клетки с нескошенными пазами $w_2\chi_2\xi_2=0{,}5$ (см. раздел D3).

c) Определение потерь на трение и вентиляционных по методу изменения напряжения на зажимах. Если при холостом ходе двигателя уменьшать постепенно напряжение на зажимах, начиная от номинального, то число оборотов сперва будет падать очень медленно вплоть до напряжения, при котором опрокидывающий момент, уменьшающийся пропорционально квадрату напряжения на зажимах, не сделается равным механическим потерям, соответствующим этому числу оборотов (за вычетом ничтожной величины Q_{H_2}). При дальнейшем уменьшении напряжения на зажимах число оборотов двигателя внезапно падает до нуля. При уменьшении напряжения на зажимах уменьшаются также и общие потери в железе. Если построить кривую потерь холостого хода Q_0 [ур. (521)] в функции напряжения на зажимах, то она будет иметь вид, показанный на фиг. 244, и для двигателей с подшипниками скольжения может быть обычно снята до напряжения около $\frac{1}{6}U_N$. При напряжении на зажимах $U=0$ все потери в железе были бы равны нулю. Поэтому сумма потерь на трение Q_R и вентиляционных Q_L может быть приблизителено найдена, как отрезок, отсекаемый на оси ординат продолжением кривой Q_0. Кривая I_0 показывает изменение тока холостого хода при этом опыте.



Фиг. 244 Определение Q_R+Q_L путем экстраполирования до $U=0$.

Разделение потерь на трение и вентиляционных может быть произведено по методам, указанным в разделе IIIE3 тома I (см. также раздел 2e).

d) Разделение потерь холостого хода по методу измерения мощности. Весьма детальное разделение потерь для двигателей, имеющих ротор с контактными кольцами, может быть произведено с помощью пяти измерений мощности [Л. 250]. При этом мы получаем также отдельно потери на гистерезис (Q_H) и на вихревые токи (Q_W) для статора и ро-

тора, благодаря чему возможно сравнение расчетных отдельных потерь с действительными.

При неподвижном двигателе и разомкнутой цепи ротора измеряется потребляемая мощность N и ток I при номинальном напряжении. Тогда, вычитая джоулевы потери, мы получим

$$A = N - m_1 R_1 I^2 = Q_{H_1} + Q_{W_1} + Q_{H_2} + Q_{W_2}. \tag{524a}$$

При этом опыте измеряется также напряжение на кольцах неподвижного ротора, являющееся максимальным роторным напряжением.

Далее измеряется мощность холостого хода при номинальном напряжении и замкнутой накоротко обмотке ротора. Вычитая джоулевы потери, мы в этом случае находим

$$B = N_0 - m_1 R_1 I_0^2 = Q_{H_1} + Q_{W_1} + Q_{мех}. \tag{524b}$$

Непосредственно после размыкания цепи ротора измеряем мощность N_0' и находим

$$C = N_{0'} - m_1 R_1 I_{0'}^2 = Q_{H_1} + Q_{W_1} + Q_{H_2}. \tag{524c}$$

Далее измеряем мощность холостого хода при замкнутой накоротко обмотке статора и питании ротора от напряжения, равного по величине найденному при опыте с неподвижным двигателем. Определив N_0' и I_0', находим

$$D = N_0' - m_2 R_2 I_0'^2 = Q_{H_2} + Q_{W_2} + Q_{мех}. \tag{524}$$

Наконец, непосредственно после размыкания цепи статора измеряем $N_{0'}'$ и получаем

$$E = N_{0'}' - m_2 R_2 I_{0'}'^2 = Q_{H_2} + Q_{W_2} + Q_{H_1}. \tag{524e}$$

По этим данным находим

$$Q_{H_1} = E + \frac{B - D - A}{2}, \tag{525a}$$

$$Q_{W_1} = A - E, \tag{525b}$$

$$Q_{H_2} = C + \frac{D - A - B}{2}, \tag{525c}$$

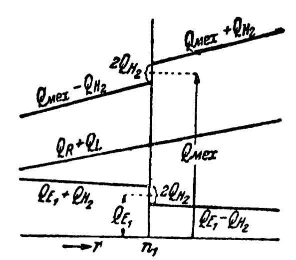
$$Q_{W_2} = A - C, \tag{525d}$$

$$Q_{мех} = \frac{B + D - A}{2} \tag{525e}$$

Потери, покрываемые за счет механической мощности, $Q_{мех}$ могут быть разделены по методам, указанным в разделах 1с или 2 и 3.

e) **Разделение потерь холостого хода по методу вспомогательного двигателя.** Ротор соединяется механически с вспомогательным двигателем постоянного тока, потребление мощности в цепи якоря которого измеряется по схеме, показанной на фиг. 428 тома I .Прежде всего при возбуждении номинальным напряжением измеряется мощность, потребляемая якорем вспомогательного двигателя постоянного тока, и мощность, потребляемая статором индукционного двигателя, при переходе через синхронное число оборотов n_1. Если вычесть из мощности, потребляемой

вспомогательным двигателем, его потери холостого хода (при ременной передаче, включая и потери передачи), а из мощности, потребляемой статорной обмоткой индукционной машины, вычесть джоулевы потери, то легко получить кривые $Q_{мех} \mp Q_{H_2}$ и $Q_{E_1} \pm Q_{H_2}$ при числе оборотов, несколько большем и несколько меньшем синхронного (фиг. 245). Эти кривые, согласно разделу В6а испытывают при синхронизме скачок, равный удвоенному значению потерь на гистерезис в роторе при неподвижном двигателе. Отсюда получаются потери $Q_{мех}$ и Q_{E_1}. После этого отключаем статорную обмотку индукционной машины от сети и снова измеряем мощность, потребляемую якорем вспомогательного двигателя. Вычтя потери его холостого хода, получаем кривую $Q_R + Q_L$, определяющую потери на трение и вентиляционные вблизи синхронного числа оборотов n_1. Разность $Q_{мех} - (Q_R + Q_L)$ дает добавочные потери в железе Q_{Ez} (при разомкнутой цепи ротора и холостом ходе).



Фиг. 245. Разделение холостых потерь при помощи вспомогательного двигателя.

Разделение потерь на трение и вентиляционных будет еще рассмотрено в разделе 2е [P. 22].

2. Метод самоторможения

а) Общая теория метода самоторможения. Если прекратить действие усилия, вращающего ротор двигателя, то ротор начнет постепенно терять скорость, причем тем быстрее, чем больше тормозящие сопротивления и чем меньше его кинетическая энергия. Зная кривую самоторможения (фиг. 246, *a*), представляющую собой графическое изображение зависимости скорости ротора от времени, можно судить о величине тормозящих сопротивлений. В каждый момент времени сумма всех тормозящих ротор его потерь должна быть равна уменьшению во времени его кинетической энергии U, т. е.

$$Q = -\frac{dU}{dt}. \qquad (526a)$$

Обозначив через Θ полярный момент инерции и через Θ угловую скорость ротора в данный момент времени, получаем

$$U = \frac{\Theta\Omega^2}{2}. \qquad (526b)$$

a b

Фиг. 246. Пользование кривой самоторможения.

Тогда

$$Q = -\Theta\Omega\frac{d\Omega}{dt} = -4\pi^2\Theta n\frac{dn}{dt}. \qquad (526)$$

Это выражение можно написать в виде

$$Q = -Cn\frac{dn}{dt}, \qquad (527)$$

где

$$C = 9{,}8 \left(\frac{\pi}{30}\right)^2 \ \Theta \mathrm{J\,min}^2, \tag{527a}$$

если выразить число оборотов n в об/мин, Θ — в kg*m sec² = 9,81 kg+m² и время t в сек. (здесь kg* обозначает килограмм силы, а kg+ — килограмм-массы). Если момент инерции Θ известен, то по кривой самоторможения можно с помощью ур. (527) и (527a) определить для каждого числа оборотов тормозящие ротор потери.

При пользовании кривой самоторможения необходимо принимать во внимание масштабы по координатным осям. Если откладывать число оборотов в минуту n и время t в секундах так, чтобы 1 mm соответствовал r об/мин и 1 mm соответствовал s секунд, то касательная к какой-либо точке d кривой самоторможения (фиг. 246, a)

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\overline{bd}}{\overline{bc}}\,\frac{r}{s} = \frac{\overline{ab}}{\overline{bd}}\,\frac{r}{s} = \frac{\overline{ab}}{\overline{bd}\cdot r}\,\frac{r^2}{s} = \frac{\overline{ab}}{n}\,\frac{r^2}{s}, \tag{528a}$$

где отрезки

$$\overline{bd},\ \overline{bc}\ \text{и}\ \overline{ab}$$

выражены в mm, а число оборотов n в об/мин. Подставив это значение $-\frac{dn}{dt}$ в ур. (527), получим тормозящие ротор потери при числе оборотов, соответствующем точке d кривой самоторможения, равными

$$Q = C\,\frac{r^2}{s}\,\overline{ab}\ \ \mathrm{W} \tag{528}$$

где субнормаль $\overline{ab}$ выражена в mm.

b) Методика измерения при опыте самоторможения. Пользование кривой самоторможения путем проведения к ней касательных сопряжено с ошибками, так как касательная и нормаль к ней не могут быть построены с большой точностью. Однако на небольшом участке кривую самоторможения можно считать прямой и тогда можно с большой точностью считать, что (фиг. 246, b)

$$n\,\frac{dn}{dt} \approx n_m\,\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{n_1 + n_2}{2}\,\frac{n_1 - n_2}{t_1 - t_2}. \tag{529}$$

Если отдельные измерения производятся при постоянных значениях Δn или при постоянных значениях Δt, то надобность в построении кривой самоторможения отпадает.

Тогда в первом случае $\frac{\Delta n}{\Delta t} \sim \frac{1}{\Delta t}$, а во втором случае $\frac{\Delta n}{\Delta t} \sim \Delta n$. Целесообразнее всего записывать измерения на бумажной ленте, движущейся с постоянной скоростью. При этом время может отмечаться с помощью контактного приспособления на маятнике или камертоном, дающим, например, частоту колебаний 100 Hz [Л. 253], тогда как расположенный на валу испытуемой машины контактный диск после каждого оборота ротора делает путем замыкания контакта отметку на бумажной ленте (интеграл числа оборотов). По этим отметкам определяют $\frac{\Delta n}{\Delta t}$, а следовательно, и $n_m\,\frac{\Delta n}{\Delta t} \approx n\,\frac{dn}{dt}$.

Для постоянных интервалов времени t выражение $\frac{dn}{dt}$ может быть определено точнее по интерполяционной формуле Ньютона [Л. 253]. Для постоянных интервалов числа оборотов Вихером (Wicher) также предложен метод [Л. 254], уменьшающий ошибки измерений. Постоянные значения Δn следует предпочесть, так как небольшие промежутки времени отсчитывать легче, чем небольшие интервалы чисел оборотов.

Были предложены также методы непосредственного измерения производной $\frac{dn}{dt}$ [Л. 255 и 256]. Иттерберг (Itterberg) соединяет с исследуемой машиной небольшую вспомогательную машину постоянного тока с независимым возбуждением, включенную на конденсатор с емкостью K (фиг. 247). Во время опыта самоторможения измеряются напряжение u и ток i. Если обозначить коэфициент пропорциональности между напряжением и числом оборотов через k, то, если пренебречь ничтожным падением напряжения в цепи якоря,

$$n = \frac{u}{k} \tag{530a}$$

и

$$i = K\frac{du}{dt} = kK\frac{dn}{dt}. \tag{530b}$$

Фиг. 247. Измерение $\frac{dn}{dt}$.

Отсюда

$$\frac{dn}{dt} = \frac{i}{kK}. \tag{530c}$$

Тогда потери, тормозящие ротор при числе оборотов n, согласно ур. (530а и с) будут равны

$$Q = Cn\frac{dn}{dt} = \frac{Cui}{k^2K}\,\mathrm{W}, \tag{530}$$

где u выражено в V, i — в A, K — в F, n — в об/мин и t — в секундах. Постоянная C определяется ур. (527а).

Необходимый для подсчета постоянной C момент инерции определяется по чертежу вращающихся частей или опытным путем с помощью электрических измерений или по методу колебаний. Эти методы будут описаны в разделах c и d.

c) Определение Θ с помощью электрических измерений. Для определения момента инерции Θ в случае машины постоянного тока нужно произвести опыт самоторможения при постоянном независимом возбуждении машины и после этого при том же возбуждении измерить потребляемую мощность холостого хода, пустив машину двигателем. Вычитая из мощности, измеренной при холостом ходе, джоулевы потери, вычисленные по измеренному току и сопротивлению цепи якоря, получим потери холостого хода, которые при том же возбуждении и том же числе оборотов и тормозят якорь в опыте самоторможения. Так как при холостом ходе ток якоря очень мал, то влиянием реакции якоря можно пренебречь. При этих измерениях необходимо иметь в виду, что температура подшипников при проведении опыта холостого хода должна быть такой же, как и в опыте самоторможения. Поэтому в соответствии

с опытом самоторможения опыт холостого хода должен занимать примерно такое же время и производиться при постоянном уменьшении числа оборотов (напряжения на якоре). Тогда момент инерции может быть найден по ур. (527) и (527а) [Л. 251].

Другой, пригодный для машины постоянного тока метод [Л. 258] основан на свойстве машины постоянного тока с независимым возбуждением вести себя при питании якоря переменным током подобно конденсатору (см. раздел IIIDb в тома I). Момент инерции может быть в этом случае подсчитан по измеренным значениям тока i и напряжения u.

Описанный в начале этого раздела метод определения Θ для машины постоянного тока применим и для синхронных машин. При том же возбуждении, при котором производится опыт самоторможения, машина пускается синхронным двигателем, причем для получения минимальной реакции якоря напряжение на зажимах обмотки переменного тока подбирается так, чтобы ток был наименьшим ($|\cos\varphi| = 1$).

Если для повышения точности желательно найти потери, тормозящие ротор, для различных чисел оборотов, то частота питающего машину источника переменного тока во время опыта холостого хода должна изменяться. Для получения возможно малой реакции якоря рекомендуется производить измерения при большом возбуждении. В случае синхронной машины могут возникнут затруднения, вызванные качанием машины, что сделает невозможным точное измерение потребляемой мощности холостого хода.

Труднее обстоит дело с определением момента инерции в случае индукционных машин. Если ротор имеет контактные кольца, то можно питать его обмотку постоянным током и поставить опыты так же, как в случае синхронной машины [Л. 257]. При этом, однако, опасность качаний будет еще больше, чем у синхронной машины.

По другому методу можно механически соединить ротор индукционной машины и якорь машины постоянного тока и определить момент инерции обоих роторов одним из способов, пригодных для машины постоянного тока. После этого определяют момент инерции одного лишь якора машины постоянного тока. Тогда момент инерции ротора индукционной машины будет равен разности величин, найденных в результате обоих опытов.

Если не требуется большой точности, то момент инерции ротора индукционной машины с кольцами можно определить очень просто по опыту разбега. Для этого разворачивают индукционный двигатель при постоянном вращающем моменте (например, номинальном моменте), поддерживая для этого ток ротора постоянным во все время разбега (удобнее всего производить регулирование с помощью жидкостных сопротивлений). Если обозначить через M_0 постоянный момент и если моментом, соответствующим механическим потерям $Q_{мех}$ [ур. (521с)], пренебречь, то согласно ур. (444) и (447d)

$$\Theta \approx \frac{TM_0}{2\pi n}, \qquad (531a)$$

где T — время, в течение которого двигатель разгоняется от неподвижного состояния до числа оборотов n. Если обозначить через M_{vm} среднюю величину вращающего момента, соответствующего потерям, покры-

ваемым за счет механической мощности, то θ можно определить точнее по уравнению

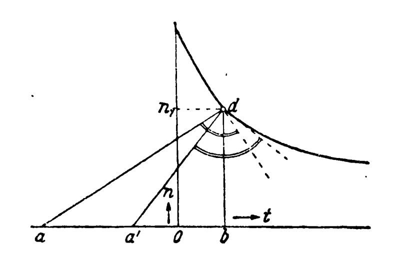
$$\theta = \frac{(M_0 - M_{vm})}{2\pi n}. \tag{531b}$$

Так как при очень малых числах оборотов момент трения в подшипниках возрастает очень быстро (момент трения, соответствующий покою), то рекомендуется измерять время T не от числа оборотов $n = 0$, а от некоторого малого начального числа оборотов $n = n_a$ до некоторого большего числа оборотов $n = n_e$. Тогда

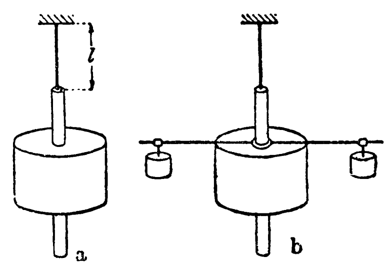
$$\theta = \frac{T(M_0 - M_{vm})}{2\pi(n_e - n_a)}. \tag{531c}$$

Если вращающий момент M_v, соответствующий механическим потерям $Q_{мех}$, известен, то можно определить θ точным образом из ур. (444). В этом случае

$$\theta = \frac{T}{2\pi \int\limits_{n_a}^{n_e} \frac{dn}{M_0 - M_v}}. \tag{531d}$$



Фиг. 248. Определение θ по перегибу кривой самоторможения.



Фиг. 249. Определение θ по методу колебаний.

Наконец, постоянную C, а следовательно [ур. (527)] и момент инерции θ можно определить простейшим образом по измеренному на статорной обмотке скачку мощности $2Q_{H_2}$ при переходе во время опыта самоторможения числа оборотов через синхронизм. Кривая самоторможения при синхронном числе оборотов n_1 имеет излом (фиг. 248). Если для этой точки найти обе субнормали $\overline{ab}$ и $\overline{a'b}$, то согласно ур. (528)

$$2Q_{H_2} = C\frac{r^2}{s}(\overline{ab} - \overline{a'b}) = C\frac{r^2}{s}\overline{aa'}, \tag{532a}$$

откуда

$$C = \frac{2Q_{H_2}}{\overline{aa'}} \cdot \frac{s}{r^2}. \tag{532}$$

Точность определения C по этому методу зависит от той точности, с которой можно провести нормали $\overline{da}$ и da' к кривой самоторможения.

d) Определение θ по колебаниям. Определение θ может быть произведено весьма просто по продолжительности колебания.

α) Подвешивание ротора на проволоке, закрепленной на одном конце. Один конец проволоки укрепляется жестко, например, с помощью винта, а к другому концу подвешивается ротор (фиг. 249, *a*). Затем ротор закручивается из положения равновесия на угол α и сосчитывается число Z полных колебаний, совершаемых ротором за некоторый, достаточно большой, промежуток времени t. Если пренебречь затуханием, которое практически всегда ничтожно, то продолжительность полного колебания будет равна

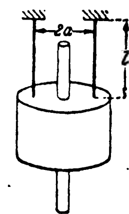
$$T = \frac{t}{Z} = 2\pi \sqrt{\frac{\Theta}{d}}, \tag{533a}$$

где d — выпрямляющий момент проволоки. Если d известно, то момент инерции определяется из уравнения

$$\Theta = \frac{T^2}{4\pi^2} d. \tag{533}$$

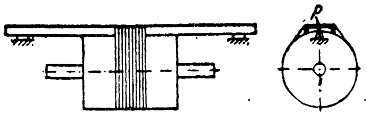
Значение d можно определить по размерам проволоки. Если обозначить через F модуль кручения для металла проволоки в $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$, а через r и l — диаметр и длину проволоки в cm, то

$$d = \frac{\pi F r^4}{2l}. \tag{533b}$$



Фиг. 250. Бифилярное подвешивание.

Более точным является определение d из опыта. Для этого нужно измерить вращающий момент D, необходимый для закручивания проволоки из положения равновесия на угол α.



Фиг. 251. Горизонтальное подвешивание.

Тогда

$$d = \frac{D}{\alpha}. \tag{533c}$$

Можно также проделать два опыта с колебаниями ротора, причем в одном из них к ротору прикрепляется тело, имеющее известный по величине добавочный момент инерции Θ_h. Если обозначить через T продолжительность колебания одного только ротора, а через T' продолжительность колебания ротора вместе с добавочным грузом, то

$$\Theta = \frac{T^2}{T'^2 - T^2} \Theta_h. \tag{533'}$$

Для получения добавочного момента инерции удобнее всего воспользоваться штангой, на концах которой подвешены два груза (фиг. 249, *b*).

Преимуществом простого подвешивания по фиг. 249, *a* и *b* является пропорциональность между углом отклонения и выпрямляющим моментом, благодаря чему угол отклонения может быть взят произвольным.

β) Бифилярное подвешивание. Ротор подвешивается бифилярно, как показано на фиг. 250. Тогда

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\Theta l}{G a^2}}, \tag{534}$$

где G — вес ротора. И в этом случае выпрямляющий момент

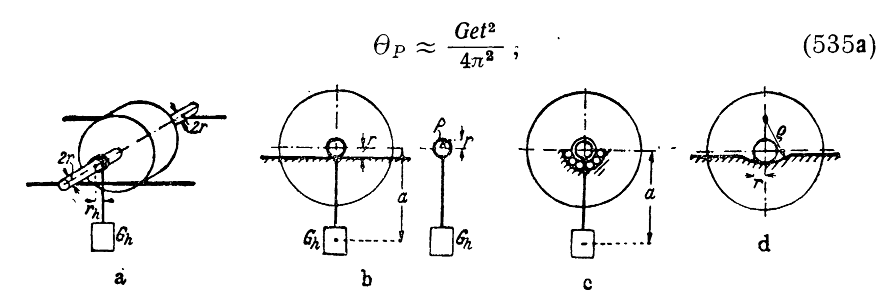
$$d = \frac{Ga^2}{l}$$

может быть найден из опыта с добавочным моментом инерции, причем, однако, нужно иметь в виду, что в этом случае в ур. (534) величина G должна представлять собой общий вес ротора и добавочного груза.

В противоположность простому подвешиванию (фиг. 249, *a* и *b*) здесь выпрямляющий момент можно считать независящим от угла лишь при малом угле колебания α, т. е. таком, чтобы $\frac{1}{4}\sin^2\frac{\alpha}{2}$ было мало по сравнению с единицей. Это будет в том случае, когда $\alpha < 10°$ (при $\alpha = 10°$ ошибка составляет около $0{,}75\%$). То же относится и к устройствам, рассматриваемым ниже, которые работают на принципе маятника.

γ) Горизонтальное подвешивание ротора. Ротор привязывается к отрезку U-образного железа, опирающегося на призмы, как показано на фиг. 251 [Л. 260], и могущего колебаться вместе с ротором относительно точек P. Тогда момент инерции ротора относительно оси, проходящей через точки P, будет равен

$$\theta_P \approx \frac{Get^2}{4\pi^2}; \qquad (535a)$$



Фиг. 252. Методы качения. *a* — при помощи груза; *b* — при помощи маятника, на плоскости; *c* — при помощи маятника, в шарикоподшипниках; *d* — при помощи круглого выреза.

где G — вес ротора, а e — расстояние между осью ротора и осью вращения. При этом мы пренебрегаем относительно небольшим моментом инерции железной балки. Зная θ_P, определяем момент инерции ротора относительно его собственной оси из уравнения

$$\theta \approx \frac{Get^2}{4\pi^2} - \frac{G}{9{,}81}e^2 = G\left(\frac{et^2}{4\pi^2} - \frac{e^2}{9{,}81}\right) \text{kg m sec}^2, \qquad (535)$$

где G выражено в kg, e — в m и t — в секундах.

δ) Качение ротора по плоскости под действием груза. Ротор располагается на двух строго горизонтальных балках (фиг. 252, *a*). Если диаметры вала по обеим сторонам ротора неодинаковы, то на конец вала, имеющий меньший диаметр, надевают втулку соответствующего размера. Если на вал навернут шнур с укрепленным на конце его грузом G_h, то ротор будет катиться по балкам. Время t, в течение которого будет пройден путь определенной длины

L, является мерой момента инерции, который в этом случае может быть найден из уравнения

$$\Theta = r^2\left(\frac{G_h}{2}\frac{t^2}{L}\frac{r_h}{r} - \frac{G + G_h\left[1+\left(\frac{r_h}{r}\right)^2\right]}{9,81}\right) \text{kg m sec}^2. \quad (536)$$

Здесь r (в m) — радиус той части вала, которая соприкасается с балками, r_h — радиус той части вала, на которую навернут шнур с грузом G_h (в kg), G — вес ротора (в kg), L — путь (в m), t — время (в сек.).

ε) Колебания ротора при помощи маятника. Ротор расположен на двух горизонтальных балках и колеблется при помощи вспомогательного груза G_h, жестко соединенного с ротором (фиг. 252, b). По измеренной продолжительности одного колебания T можно найти момент инерции [Л. 259] по формуле Лебля (Löbl):

$$\Theta = \left(\frac{T^2}{4\pi^2} e(G+G_h) - \frac{(r^2-2er)(G+G_h)}{9,81} - \Theta_h\right) \text{kg m sec}^2, \quad (537)$$

где

$$e = \frac{aG_h}{G+G_h} \quad (537a)$$

представляет собой расстояние центра тяжести всей системы (ротор и маятник) от оси вала, a — расстояние центра тяжести маятника от оси вала, r — радиус части вала, соприкасающейся с балками (в m), G и G_h — веса ротора и маятника (в kg) и Θ_h — момент инерции маятника (в kg m sec²) относительно оси кольца, которым он закреплен на валу.

Момент инерции Θ_h может быть вычислен по размерам маятника или найден экспериментально по продолжительности колебаний самого маятника. Если для этой цели подвесить его в точке P (фиг. 252, b) и если T_h — измеренная продолжительность колебания, то

$$\Theta_h = \left(\frac{T_h^2}{4\pi^2}(a+r)G_h - \frac{2ar+r^2}{9,81}G_h\right) \text{kg m sec}^2. \quad (537b)$$

Подобным же образом для машин с шариковыми или роликовыми подшипниками можно проделать опыт на собственных подшипниках, т. е. не демонтируя машину (фиг. 252, c). В этом случае момент инерции ротора

$$\Theta = \frac{T^2}{4\pi^2} e(G+G_h) - \Theta_h. \quad (537')$$

Вместо вспомогательного маятника можно прикрепить груз известного веса к окружности ротора или к ременному шкиву, если он имеется.

η) Качение ротора по дуге окружности. Опыт получается значительно более простым, если качение ротора происходит по дуге окружности (фиг. 252), так как в этом случае вспомогательный маятник не нужен [Л. 259]. Момент инерции определяется здесь по уравнению

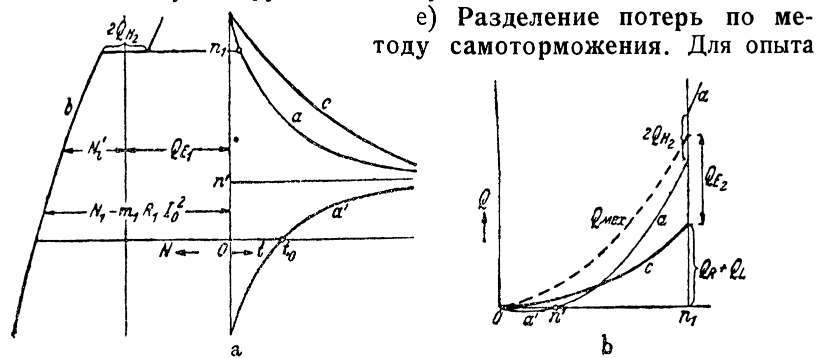
$$\Theta = \frac{T^2}{4\pi^2}\frac{r^2G}{\varrho - r} - \frac{r^2G}{9,81}. \quad (538)$$

При всех опытах качения предположено, что трение скольжения отсутствует. Поэтому рекомендуется места соприкосновения вала и балок тщательно очистить от масла и натереть канифольным порошком. Тогда при тех малых амплитудах колебаний, которые требуются для точности получаемых результатов, можно не опасаться скольжения.

Относительно применения отдельных описанных выше методов определения момента инерции можно сказать следующее:

Способ α является самым точным и наиболее пригодным для небольших роторов. Однако и остальные способы дают практически достаточно точные результаты, если только следить за тем, чтобы при качаниях амплитуды не превосходили 10°. Для малых роторов пригоден метод γ, а для средних и больших — методы δ, ε, η. Проще всего пользоваться горизонтальными балками, так как подобные установки существуют на каждом предприятии для выбалансировки ременных шкивов и роторов. Для метода η необходимо иметь специальную установку с проточенной по дуге окружности поверхностью.

е) Разделение потерь по методу самоторможения. Для опыта



Фиг. 253. Пользование кривыми самоторможения (a) для разделения холостых потерь.

самоторможения у машины со статором, присоединенным к сети с номинальным напряжением, размыкают цепь ротора. Начальное число оборотов выбирают большим чем синхронное число оборотов n_1, и притом с добавочным запасом, чтобы иметь возможность определить потери при переходе через синхронизм [Р. 23]. В результате получается кривая самоторможения a, показанная на фиг. 253, a. При синхронном числе оборотов n_1 она имеет излом соответственно скачку мощности, равному удвоенному значению потерь на гистерезис в роторе при неподвижном двигателе. При достаточно малых механических потерях ротор не останавливается, а стремится к числу оборотов n', при котором передаваемая статором ротору мощность равна механически покрываемым потерям $Q_{мех}$ (пересечение кривых $Q_{мех}$ и N_2 на фиг. 32). Для того чтобы определить потери и при меньших числах оборотов, нужно развернуть ротор против поля и предоставить ему свободное самоторможение (кривая a' на фиг. 253, a). Тогда спустя определенный промежуток времени t_0 он остановится, после чего начнет вращаться в противоположном направлении и снова будет стремиться к числу оборотов n', при котором

механически покрываемые потери равны мощности передаваемой статором ротору.

Одновременно со снятием кривых a и a' мы измеряем мощность, потребляемую статором. Вычитая из нее джоулевы потери, мы получим кривую b, представляющую собой разность $N_1 - m_1 R_1 I_0^{'}$. При синхронном числе оборотов n_1 эта кривая делает скачок, равный удвоенной величине потерь на гистерезис в роторе при неподвижном двигателе. Отсюда определяются потери в железе Q_{E1}, вызываемые главным потоком, и мощность N_i', передаваемая статором ротору (фиг. 253, a).

Для определения остальных потерь в железе нужно использовать кривые самоторможения a и a', применяя, например, описанный в разделе а метод построения субнормалей. При этом мы получим кривые a и a', показанные на фиг. 253, b, дающие значение выражения

$$Q_{мех} - (1 - s) N_i' = Q_{мех} - (1 - s)(Q_{H_2} + sQ_{W_2}). \tag{539}$$

До числа оборотов n' кривая дает отрицательные значения, т. е. ротор совершает механическую работу. При этом $(1 - s) N_i' > Q_{мех}$ (см. также фиг. 32). При $n > n'$ покрываемые механически потери больше, чем $(1 - s) N_i'$, и ротор ими тормозится. При синхронном числе оборотов n_1 имеет место скачок $2 Q_{H_2}$. Прибавляя к кривой $a'a$ на фиг. 253, b величину $(1 - s) N_i'$, получим потери, покрываемые за счет механической мощности $Q_{мех}$. Соответственная кривая показана на фиг. 253, b пунктиром.

Если произвести еще опыт самоторможения ротора при отключенной от сети обмотки статора, то мы получим кривую самоторможения c (фиг. 253, a), которая стремится к числу оборотов $n = 0$, так как никакой мощности от статора ротору не передается. Благодаря малой величине тормозящих потерь эта кривая проходит вначале менее круто, чем кривая a, соответствующая возбужденному статору. Из этой кривой по методу, описанному в разделе а, можно получить кривую c на фиг. 253, b, дающую потери на трение и вентиляционные, т. е. $Q_R + Q_L$.

Отрезки ординат между кривыми $Q_{мех}$ и c представляют собой добавочные потери в железе Q_{Ez}, вызываемые наличием зубцов и полными токами пазов при отсутствии тока в роторной обмотке. Так как мы имеем эти потери в функции числа оборотов, то мы можем разделить их на потери, пропорциональные частоте, и на потери, растущие быстрее, чем частота (см. раздел III E3 тома I). Можно еще отделить от общих потерь на трение потери на трение щеток о кольца, если снять кривую самоторможения при поднятых щетках.

При практическом определении коэфициента полезного действия разделение потерь значительно упрощается тем, что в этом случае значение обычно имеет лишь измерение вблизи синхронного числа оборотов.

Можно еще произвести разделение потерь на трение и вентиляционных. Методы этого разделения с использованием способа самоторможения предложены Р е л е (Roehle) [Л. 262] и Я с с е (Jasse) [Л. 264], причем метод Я с с е относится, главным образом, к быстроходным машинам.

3. Нагрузочные потери

Под нагрузочными потерями мы будем понимать в случае индукционных машин сумму джоулевых потерь в обмотках статора и ротора, переходных потерь (при наличии у ротора контактных колец) и так называемых „добавочных потерь". Под добавочными потерями, по смыслу раздела Г, § 1е ОСТ 3887, нужно понимать разность между общими потерями и суммой потерь холостого хода, джоулевых и переходных.

а) **Джоулевы потери при неподвижном двигателе.** Джоулевы потери при неподвижном двигателе определяются по потреблению мощности статором при замкнутой накоротко обмотке ротора (см. раздел G 2 тома III). При этом опыте кроме джоулевых потерь в статорной и роторной обмотках в измеренную мощность входят еще потери в железе статора и ротора. При этом для получения номинального тока напряжение на зажимах должно быть понижено приблизительно до величины, равной $^1/_4\ U_N$, т. е. индукция в воздушном зазоре будет составлять около $^1/_8$ значения при номинальном режиме. Если считать потери в железе пропорциональными квадрату индукции в воздушном зазоре, то при опыте короткого замыкания эти потери в статоре будут составлять около $^1/_{64} \approx 1{,}6\%$ потерь, вызываемых главным потоком при холостом ходе или номинальном режиме. Если потери в железе ротора для неподвижного двигателя считать равными потерями в железе статора, то общие потери в железе при опыте короткого замыкания с номинальным током оказываются равными около $3{,}2^0/_0$ потерь, вызываемых главным потоком при номинальном режиме или около $1-2^0/_0$ джоулевых потерь в обмотках. Эта относительная величина сохраняется приблизительно и при других токах, отличающихся от номинального. Поэтому обычно при опыте короткого замыкания потерями в железе пренебрегают и считают, что вся измеренная мощность равна джоулевым потерям. Если желательно все же учесть и потери в железе, то их берут равными

$$Q_{E_k} \approx \frac{1}{4}\left(\frac{U_k}{U_N}\right)^2 Q_E, \tag{540}$$

где Q_E — суммарные потери в железе при неподвижном двигателе, разомкнутой цепи ротора и номинальном напряжении U_N.

В опыте короткого замыкания помимо потребляемой мощности измеряют еще первичный ток и напряжение на зажимах. Это дает возможность найти точку a_1 круговой диаграмы (фиг. 18 и 28). Таким образом круговая диаграмма может быть построена по опытам холостого хода и короткого замыкания.

Реактивное сопротивление при неподвижном двигателе более или менее зависит от относительного положения ротора и статора, так как от этого зависит рассеяние воздушного зазора. Поэтому рекомендуется при опыте короткого замыкания вращать ротор с незначительной скоростью лучше всего п р о т и в поля. Потребление тока при этом заметно не изменяется.

В разделе В 6b мы видели, что реактивное сопротивление X_{1h} зависит от напряжения, а реактивные сопротивления рассеяния $X_{1\sigma}$ и $X_{2\sigma}$ — от тока. Особенно заметной является зависимость сопротивления

$X_{1\sigma}$ и $X_{2\sigma}$ от тока при значениях тока, превосходящих номинальное. Поэтому определение точки a_1 на круговой диаграмме путем понижения напряжения на зажимах и последующего пересчета на номинальное напряжение, вообще говоря, недопустимо. Если нужно знать положение точки a_1 при номинальном напряжении, то и опыт короткого замыкания нужно производить при том же напряжении. Однако вследствие значительного в этом случае тока измерение должно производиться очень быстро и должны быть приняты меры для быстрейшего отвода тепла во время опыта [P. 24].

b) Джоулевы потери в статорной обмотке. Джоулевы потери в статорной обмотке вычисляются по сопротивлению R_1 одной фазы, измеренному постоянным током, из уравнения

$$Q_1 = m_1 R_1 I_1^2, \tag{541}$$

если только нет основания ожидать добавочных потерь, вызванных поперечным полем пазов или присутствием по соседству массивных металлических частей [P. 25]. Это условие можно считать всегда выполненным для машин с небольшими размерами проводников, в особенности при проводниках круглого сечения. Если желательно учесть влияние вытеснения тока в обмотке и потери от вихревых токов в соседних металлических частях, то Q_1 нужно определить как мощность, потребляемую статором при вынутом роторе и при питании током нормальной частоты. По этой мощности можно тогда определить из уравнения (541) активное сопротивление статорной обмотки. Джоулевы потери в статорной обмотке при том же токе не зависят от того, вращается ли ротор или находится в покое.

c) Джоулевы потери в роторной обмотке. Активное сопротивление ротора, вообще говоря, и в особенности для двигателей с вытеснением тока, зависит от частоты роторных токов. В большинстве случаев достаточно знать это сопротивление при неподвижном двигателе и при номинальном режиме.

Джоулевы потери при неподвижном двигателе (т. е. при частоте в роторе, равной частоте сети) проще всего определяются как разность общих джоулевых потерь неподвижного двигателя (раздел a) и джоулевых потерь в обмотке статора (раздел b). Их можно также определить (в случае ротора с контактными кольцами) путем измерения током нормальной частоты на вынутом роторе.

При номинальном режиме частота токов в роторе весьма мала и практически может считаться равной нулю. Поэтому у роторов с контактными кольцами сопротивление можно измерять постоянным током. Джоулевы потери в роторе могут быть тогда найдены по уравнению (541), если заменить индекс 1 на 2.

В случае короткозамкнутых роторов можно применить один из указанных ниже методов α или β.

α) Способ измерения скольжения. Проще всего определить джоулевы потери в роторе, а отсюда и активное сопротивление роторной обмотки путем измерения скольжения. Согласно ур. (96)

$$Q_2 = m_1 R_2' I_2'^2 = sN_i' - Q_{E_2} \approx \frac{sN_2}{1-s} = \frac{N_2' + Q_{мех}}{1-s}\, s, \tag{542}$$

где N_2 — полная механическая мощность машины, а N'_2 — механическая мощность на валу. Что касается измерения скольжения, то методы его будут рассмотрены в разделе 5 [Р. 26].

β. Способ короткого замыкания при синхронном вращении с переменным числом оборотов. Приблизительно определить потери в короткозамкнутом роторе можно, вращая его от постороннего двигателя и питая обмотку статора постоянным током [Л. 270].

В качестве приводного двигателя удобнее всего взять шунтовой двигатель постоянного тока, включенный по схеме фиг. 428 тома I. Возбуждение статора индукционной машины постоянным током должно быть отрегулировано так, чтобы в обмотке ротора протекал приблизительно номинальный ток. Вычтя из измеренной потребляемой мощности потери приводного двигателя, найдем, пренебрегая ничтожными потерями в железе индукционной машины, вызванными главным потоком, сумму потерь

$$Q = Q_{мех} + Q_2, \tag{543}$$

которые помимо возбуждения постоянного тока статорной обмотки зависят еще от частоты, т. е. от скорости вращения. Вследствие того что активное сопротивление роторной обмотки относительно невелико, отношение токов статора и ротора в довольно широком диапазоне скорости, приблизительно до $^1/_3$ синхронного числа оборотов, не зависит от числа оборотов. Таким образом до этого числа оборотов при постоянном возбуждении статорной обмотки ток ротора, вызывающий потери Q_2, также будет иметь постоянную величину. При уменьшении числа оборотов потери $Q_{мех}$, покрываемые за счет механической мощности, уменьшаются и при скорости, равной нулю, также становятся равными нулю. Поэтому экстраполируя кривую $Q = f(n)$ при постоянном возбуждении статора, от числа оборотов $n \approx \frac{n_1}{3}$ до числа оборотов $n = 0$, получим отрезок на оси ординат, представляющий собой потери Q_2 при токе ротора, соответствующем данному возбуждению статорной обмотки постоянным током.

Нам остается еще найти соотношение между токами статора и ротора в этом опыте. При возбуждении постоянным током мы можем всегда получить лишь одно из мгновенных значений, имеющих место при переменном токе. Однако опыт показывает, что заметной разницы в потерях для отдельных, устанавливаемых постоянным током мгновенных значений переменного тока нет. Поэтому для простоты можно ограничиться мгновенным значением, получающимся при питании постоянным током двух включенных навстречу друг другу фаз обмотки, т. е. при присоединении к источнику постоянного тока двух зажимов обмотки, соединенной в звезду. Амплитуда основной гармоники может быть при трехфазном токе найдена по ур. (96) тома II, а для однофазной обмотки — по ур. (65) тома II. Принимая во внимание, что число витков при питании постоянным током равно $2w_1$ и что обмоточный коэфициент равен $\frac{\sqrt{3}}{2}\xi_1$, где w_1 — число витков одной фазы и ξ_1 — обмоточный коэфициент одной фазы трехфазной статорной обмотки, получим величину

постоянного тока I_G, соответствующего переменному току I_1 трехфазной статорной обмотки, из уравнения

$$\frac{3\sqrt{2}}{\pi}\frac{w_1\xi_1}{p}I_1=\frac{4}{\pi}\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{w_1\xi_1}{p}I_G, \qquad (544a)$$

откуда

$$I_G=\sqrt{\frac{3}{2}}I_1=1{,}225\,I_1. \qquad (544b)$$

Найденные по этому току джоулевы потери в роторе соответствуют первичному току I_1. Таким образом, на основании ур. (70a) при $s=1$ и $\frac{x'_{2\sigma}}{x_{1h}}=\sigma_2$ соответствующий роторный ток равен

$$I'_2=\frac{I_1}{\sqrt{\left(\frac{R'_2}{X_{1h}}\right)^2+(1+\sigma_2)^2}}\approx\frac{I_1}{1+\sigma_2}=\frac{I_G}{1{,}225\,(1+\sigma_2)}. \qquad (544c)$$

Для того чтобы использовать при питании постоянным током всю трехфазную обмотку, можно, как показано на фиг. 254, *a*, включить фазы последовательно, благодаря чему все они будут обтекаться постоянным током. Для получения при этом такой же основной гармоники поля, как и при питании трехфазным током, нужно (фиг. 254, *a* и *b*), чтобы

$$I_G=\frac{\sqrt{3}}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}\,I_1=1{,}061\,I_1. \qquad (545b)$$

a b

Фиг. 254, *a* — схема; *b* — векторная диаграмма трехфазного питания постоянным током.

В этом случае обмотка при питании постоянным током будет нагружена всего на 6% больше, чем при трехфазном токе. Соответствующий ток ротора будет здесь равен

$$I'_2\approx\frac{I_G}{1{,}061\,(1+\sigma_2)}. \qquad (545c)$$

Относительно разделения активных сопротивлений обеих обмоток для роторов с двойной клеткой см. [Л. 266].

d) „Добавочные“ потери в железе Q_{Ez}. Добавочные потери в железе могут быть определены из рассматриваемых в разделе e суммарных потерь путем вычитания всех остальных потерь. Мы рассмотрим здесь еще измерения, при которых знание величины всех отдельных потерь не требуется.

Согласно разделу M1 добавочные потери в железе могут быть сведены к добавочным потерям в железе, возникающим при питании якоря постоянным током. Поэтому для экспериментального определения этих потерь можно применить те же методы, как и для случая синхронной машины, т. е. рассмотренные нами в разделах II K2 и 5 тома II. Важнейшие из этих методов излагаются ниже под рубриками α, β и γ.

α) Метод короткого замыкания. Ротор индукционной машины приводится во вращение (как в разделе c, β) от вспомогательного двигателя постоянного тока, потери которого известны или определяются особо. Одна из обмоток индукционной машины возбуждается постоян-

ным током; а другая замыкается накоротко. Удобнее возбуждать постоянным током обмотку **статора**, т. к. по ней тогда проходит намагничивающий ток, как и при рабочем режиме, и отношение $\frac{I_1}{I_2'}$ [ур. (70a) при $s = 1$] мало отличается от этого отношения при номинальном режиме. Вычитая из потребляемой вспомогательным двигателем мощности его потери и пренебрегая ничтожными потерями в железе ротора индукционной машины, мы найдем

$$Q = Q_{мех} + Q_2 = Q_R + Q_L + Q_{Ez} + Q_2. \tag{546}$$

Вычтя отсюда $Q_R + Q_L + Q_2$, получим Q_{Ez}. Потери Q_2 вычисляются по активному сопротивлению R_2 или R_2' и роторному току I_2 или I_2'. Активное сопротивление должно соответствовать частоте роторных токов при опыте короткого замыкания, т. е. должно определяться при неподвижном двигателе и частоте сети, если при опыте короткого замыкания устанавливается синхронное число оборотов.

Если при этом опыте соединить две фазы статорной обмотки навстречу друг другу и возбудить их постоянным током, найденным по ур. (544b), то эффективное значение полного тока паза статора будет в $\sqrt{\frac{3}{2}}$ раз больше, чем при трехфазном питании. Так как, однако, при возбуждении постоянным током обтекаются током лишь $^2/_3$ пазов статора, то добавочные потери в железе, вызываемые полными токами статора, будут при питании постоянным и трехфазным токами одинаковы.

Если при опыте короткого замыкания соединить статорную обмотку по схеме фиг. 254, *a*, то постоянным током будут обтекаться все пазы статора. Поэтому при величине постоянного тока по ур. (545b) вызываемые полными токами пазов статора добавочные потери будут в $^9/_8 = 1{,}125$ раз больше, чем при трехфазном токе.

Отношение токов статорной и роторной обмоток при номинальном режиме [ур. (70a)] несколько больше, чем при опыте короткого замыкания [ур. (544c)]. Поэтому и добавочные потери в железе, вызываемые полными токами, даже при питании постоянным током двух фаз будут несколько больше, если выбрать величину постоянного тока по первичному номинальному току ($I_1 = I_{1N}$), и несколько меньше, если величина постоянного тока взята соответственно вторичному номинальному току ($I_2' = I_{2N}'$). Это обстоятельство можно приближенно учесть, выбрав токи так, чтобы сумма $I_1^2 + I_2'^2$ была при опыте короткого замыкания такой же, как и при номинальном режиме индукционной машины (см. также раздел 8).

Описанный метод прост и достаточно точен, однако при нем отсутствует главное поле, и поэтому нет и потерь Q_{Ez}', вызываемых только наличием зубцов, тогда как потери Q_{Ez}'', создаваемые полными токами, вследствие отсутствия главного поля получаются преувеличенными.

Можно было бы подойти ближе к режиму индукционной машины, если при коротком замыкании статорной обмотки питать ротор **мно-**

гофазным током частоты скольжения. Так как, однако, опыт показывает, что при этом получаются практически такие же добавочные потери, как и при возбуждении постоянным током (Л. 273), то последнее следует предпочесть.

β) Метод перевозбуждения. В этом случае индукционная машина пускается в качестве работающего вхолостую синхронного двигателя (см. раздел II K2b тома II). Поэтому данный метод осуществим только для двигателей, имеющих ротор с кольцами. При этом опыте машина основательно перевозбуждается или недовозбуждается. Так как, однако, при недовозбуждении двигатель обычно выпадает из синхронизма раньше, чем будет достигнут номинальный ток, то практически осуществимым является только перевозбуждение. Если дело идет исключительно об определении добавочных потерь в железе Q_{Ez} (иной случай рассмотрен в разделе 8), то на основании приведенных в α соображений рекомендуется возбуждать постоянным током обмотку статора, а роторную обмотку питать от сети переменного тока. Напряжение на кольцах должно быть при этом установлено таким, чтобы основная гармоника поля в воздушном зазоре имела такую же величину, как и при номинальном режиме. Если обозначить через U_{2N} номинальное напряжение ротора при неподвижном двигателе и через I_{20} — ток холостого хода при питании со стороны ротора, то должно быть $U_2 + X_{2\sigma} I_2 \approx U_{2N} - X_{2\sigma} I_{20}$, откуда требуемое напряжение на кольцах получается равным

$$U_2 \approx U_{2N} - X_{2\sigma} (I_2 + I_{20}). \tag{547a}$$

Измеренное потребление мощности роторной обмоткой равно

$$Q = Q_R + Q_L + Q_{E_2} + Q_{Ez} + Q_2. \tag{547}$$

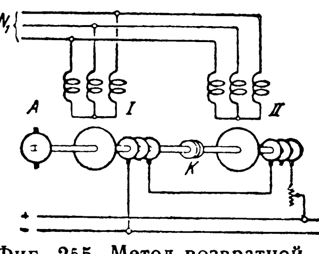
Вычитая отсюда $Q_R + Q_L + Q_{E_2} + Q_2$, найдем Q_{Ez}. Сумма $Q_R + Q_L + Q_{E_2}$ определяется из опыта холостого хода при питании со стороны ротора (разделы 1a и d), а Q_2 — по способу, указанному в α. Величину постоянного тока и в этом случае можно определять по ур. (544b) или (545b).

Метод перевозбуждения учитывает и влияние главного поля. Это влияние может быть легко установлено путем питания статорной обмотки от напряжений различной величины. Единственными недостатками этого метода являются легко возникающие при перевозбуждении качания, делающие часто измерение невозможным, и малый коэфициент мощности, затрудняющий точные измерения мощности.

γ) Метод возвратной работы. Для определения добавочных потерь в железе может также служить метод возвратной работы, при котором две одинаковых индукционных машины работают в качестве синхронных. Описанный в разделе II K5b тома II метод возвратной работы, при котором обе машины идут вхолостую, причем одна из них недовозбуждена, а другая перевозбуждена, в этом случае неприменим, так как при недовозбуждении нельзя получить номинальный ток. Поэтому речь может итти только о таком методе возвратной работы, при котором по крайней мере хотя бы часть потерь покрывалась механически.

При схеме, показанной на фиг. 344 тома II, где потери покрываются только механически, добавочные потери в железе получаются путем вычитания из мощности, потребляемой якорем приводного двигателя потерь в цепи якоря, джоулевых потерь Q_1 и потерь в железе Q_{E_1} в статорах и потерь на трение и вентиляционных у обеих индукционных машин.

Метод, предложенный Рольфом (Rolf) (Л. 273), позволяет определить добавочные потери в железе еще точнее (см. также раздел G 3c тома III). Две одинаковых индукционных машины *I* и *II*, имеющие роторы с кольцами (фиг. 255), механически соединяются друг с другом, и их статорные обмотки присоединяются к сети трехфазного тока с номинальным напряжением так, чтобы их поля вращались в одну и ту же сторону. Роторные обмотки соединяются последовательно, причем на каждом роторе используются только два кольца и муфта *K* устанавливается путем поворачивания так, чтобы общее (при неподвижных роторах) индуктированное вращающимися полями напряжение последовательно соединенных роторных обмоток было равно нулю (точная установка производится с помощью амперметра, включенного в общую цепь обоих роторов). После этого последовательно включенные роторные обмотки присоединяются к источнику постоянного тока, как показано на фиг. 255, и роторы приводятся во вращение вспомогательным двигателем *A* с приблизительно синхронной скоростью. Тогда на намагничивающие токи статорной обмотки накладывается одинаковый для обеих машин ток нагрузки I'_2.



Фиг. 255. Метод возвратной работы.

Сумма мощности N_1, потребляемой из сети трехфазного тока, и мощности N_A приводного двигателя дает за вычетом потерь в якоре приводного двигателя (см. раздел III E 2b тома I) сумму потерь двух индукционных машин $Q = Q_R + Q_L + Q_{E_1} + Q_{Ez} + Q_1$. Если число оборотов приводного двигателя лишь приблизительно равно синхронному, т. е. частоты токов I_0 и I'_2 не совсем одинаковы, то $Q_1 = 2m_1R_1\,(I_0^2 + I'^2_2)$, где часть $2m_1R_1I_0^2$ покрывается сетью трехфазного тока, а часть $2m_1R_1I'^2_2$ приводным двигателем. Вычитая потери $Q_R + Q_L + Q_E + Q_1$, определяем добавочные потери в железе Q_{Ez}.

При этом опыте также можно включить роторные обмотки по схеме фиг. 254, *a* во избежание значительной их перегрузки по сравнению с номинальным режимом работы.

е) Суммарные потери. *a*) Метод торможения. Для определения суммарных потерь можно воспользоваться методом торможения, при котором машина, работающая в качестве двигателя, нагружается механически при помощи тормоза или качающегося генератора.

Менее прост и менее точен способ нагрузки, приведенный на стр. 515 тома I и стр. 446 тома II, который поэтому обычно не применяется.

Метод торможения имеет то преимущество, что возникающие при этом потери в точности соответствуют работе машины в качестве дви-

гателя. Однако, будучи равны разности двух лишь мало отличающихся друг от друга мощностей, эти потери могут быть определены с достаточной точностью лишь у очень малых машин или при очень точно поставленных измерениях. По данным Роговского (Rogowski) и Фивега (Vieweg) (Л. 271) при коэфициенте полезного действия $\eta \approx 0{,}85$ точность определения суммарных потерь по методу торможения составляет 3—4%, но при этом необходимо отметить, что на практике вряд ли можно поставить измерения столь же тщательно, как в опытах указанных авторов. Поэтому на практике суммарные потери определяются обычно как сумма отдельных потерь, найденных описанными выше методами.

β) Метод возвратной работы. Две одинаковые индукционные машины соединяются ременной передачей, передаточное число которой отличается от единицы приблизительно на двойную величину номинального скольжения машины. Статорные обмотки присоединяются параллельно к сети с номинальной частотой. Тогда машина, вращающаяся быстрее, работает как генератор, а другая машина — как двигатель. Общие потери покрываются сетью и измеряются ваттметром. Отношение диаметров ременных шкивов определяется, пренебрегая скольжением ремня, из круговой диаграммы для двигательного и генераторного режимов при одинаковых механических мощностях. Скольжение ремня, а вместе с тем и потеря в передаче, равная произведению скольжения ремня на передаваемую мощность, определяется по разности между суммой скольжений обеих машин и уменьшенным на единицу передаточным числом. Поэтому скольжения должны измеряться особенно тщательно (раздел 5). Токи обеих статорных обмоток по величине и по фазе различны, что должно быть учтено при разделении потерь (Л. 268).

Хотя метод возвратной работы на первый взгляд кажется очень простым, однако он имеет существенные недостатки, мешающие его широкому распространению на практике. Для каждого комплекта ременных шкивов опыт может быть произведен лишь при одном единственном значении скольжения, которое, как правило, не совсем точно совпадает с номинальным скольжением. Поэтому необходимо иметь несколько комплектов шкивов, чтобы можно было путем интерполирования определить потери при номинальном скольжении. Впрочем, если роторы имеют обмотки с кольцами, можно установить скольжение у одного из двигателей вполне точно с помощью сопротивления в цепи ротора. Однако тогда из суммарных потерь необходимо вычитать потери в этом сопротивлении. Другим недостатком является большое количество измерительных приборов и необходимость для увеличения точности одновременного отсчета показаний нескольких инструментов. Так как реактивные токи машин покрываются сетью, то коэфициент мощности весьма мал (0,1—0,2), вследствие чего измерение мощности теряет точность. Кроме того, для больших машин осуществление ременной передачи является обычно невозможным.

4. Коэфициент полезного действия по ОСТ 3887

Для непосредственного измерения коэфициента полезного действия практически применим лишь способ торможения (раздел 3еα).

В большинстве случаев, в особенности для больших машин, следует предпочесть косвенное измерение коэфициента полезного действия и притом почти исключительно по методу отдельных потерь.

Потери холостого хода определяются по одному из методов, изложенных в разделе 1a — c, причем для индукционных двигателей следует предпочесть метод двигателя (раздел 1a).

Потери нагрузочные определяются как сумма джоулевых потерь в статорной и роторной обмотках, „добавочных потерь" (по смыслу ОСТ 3887) и переходных потерь на кольцах, если таковые имеются и если отсутствует приспособление для поднятия щеток при работе машины. Джоулевы потери в статоре согласно п. Г § 5 ОСТ 3887 подсчитываются по току и сопротивлению, определяемому постоянным током и приведенному к стандартной температуре 75° С. Джоулевы потери в роторе, согласно п. Г § 5, b вычисляются по скольжению при номинальном режиме (раздел 3cα). Переходные потери определяются произведением числа колец, падения напряжения под щетками и током, проходящим через кольцо. Падение напряжения для угольных и графитовых щеток принимается равным 1 V, для металлоугольных щеток 0,3 V. Добавочные потери, согласно п. Д ОСТ 3887, принимаются равными 0,5% номинальной потребляемой мощности и считаются пропорциональными квадрату тока. Однако добавочные потери (в смысле ОСТ 3887) практически в большинстве случаев значительно превышают 0,5%. Так, например, по исследованию Роговского и Фивега (Л. 271) для малых машин, мощностью от 0,25 до 15 kW, эти добавочные потери составляют от 0,8 до 4,8% от номинальной потребляемой мощности. В среднем они имеют величину 2%. Подобные же результаты были получены и другими исследователями (Л. 267, 270).

Добавочные потери в смысле ОСТ 3887 не нужно смешивать с добавочными потерями в железе, которые мы обозначали через Q_{Ez}. Добавочные потери в смысле ОСТ 3887 в основном содержат еще добавочные джоулевы потери в обмотках статора и ротора.

5. Измерение скольжения

При различных рассмотренных выше методах измерения весьма важным является определение величины скольжения. Согласно ур. (21) скольжение определяется разностью числа оборотов вращающегося поля n_1 и числа оборотов ротора n. Число оборотов n_1 может быть подсчитано по измеренной частоте сети и числу полюсов индукционной машины или может быть найдено измерением числа оборотов присоединенного к той же сети синхронного двигателя. В последнем случае нужно учесть разницу в числах полюсов обеих машин, если они не равны. Однако при обычно очень небольших значениях скольжения определение его по разности чисел оборотов весьма неточно, поэтому ниже будут изложены важнейшие методы более точного измерения скольжения.

a) Определение *s* по частоте токов ротора. В случае двигателей, имеющих ротор с кольцами, можно при не очень больших значениях скольжения измерить частоту токов в роторе с помощью

амперметра, стрелка которого будет колебаться в такт с колебаниями тока в роторе. Однако сопротивление амперметра может значительно изменить скольжение. Можно также определить частоту тока в роторе по колебаниям стрелки компаса, помещенного вблизи проводников ротора. Еще удобнее воспользоваться для этой цели телефоном, включенным на индукционную катушку, помещенную вблизи проводников ротора. Частота токов в роторе равна тогда половинному числу щелчков, слышимых в телефоне, за 1 сек. Этим способом можно определять также частоту токов в короткозамкнутых роторах.

Если обозначить через z число наблюдаемых за время T полуколебаний роторного тока, т. е. число щелчков, слышимых в телефоне, то частота роторных токов

$$f_2 = \frac{z}{2T} \tag{548a}$$

и разность чисел оборотов

$$n_1 - n = \frac{f_2}{p} = \frac{z}{2pT}. \tag{548b}$$

Отсюда можно определить скольжение. Если за то же время T ротор сделал Z оборотов, то число оборотов ротора равно $n = \frac{Z}{T}$ и скольжение

$$s = \frac{n_1 - n}{n_1} = \frac{z}{2pZ + z}. \tag{548}$$

b) Определение s при помощи контактного диска. На вал ротора насаживается контактный диск, который после каждого оборота замыкает вспомогательную цепь тока, содержащую лампу накаливания или вольтметр и включенную на ту же сеть, от которой питается индукционная машина.

При синхронном числе оборотов вспомогательная цепь тока будет всегда замыкаться при одном и том же мгновенном значении напряжения, и глаз получит впечатление постоянной силы света. Если ротор скользит относительно синхронного числа оборотов, то сила света лампы будет колебаться в такт с двойным значением частоты тока в роторе. Если в течение времени T наблюдается z амплитуд силы света и ротор совершает за это же время Z оборотов, то скольжение снова определяется ур. (548). Контактный диск может быть также помещен на валу счетчика оборотов.

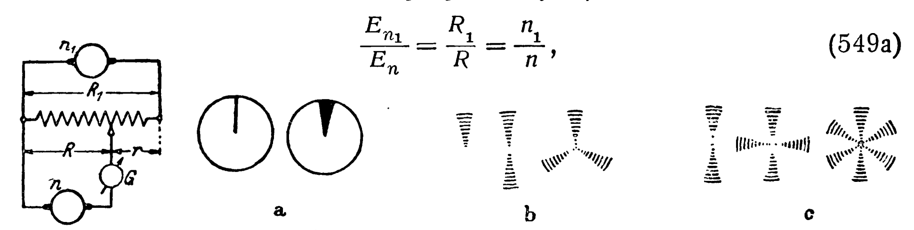
c) Определение s при помощи тахометрических машин. Найденное по формуле (548) скольжение представляет собой лишь среднее значение за время T, в течение которого подсчитывались z и Z, и кроме того, такой способ определения s не пригоден для больших значений скольжения, при которых явления, число которых мы обозначили через z, следуют друг за другом настолько быстро, что их невозможно сосчитать. Для непосредственного измерения мгновенного значения скольжения можно соединить механически с исследуемой машиной небольшую машину постоянного тока с независимым возбуждением, напряжение которой пропорционально числу оборотов. Напряжение этой „тахометрической машины“ сравнивается с напряжением другой тахометрической машины,

соединенной с синхронным двигателем, имеющим такое же число полюсов, как и испытуемая индукционная машина, и включенным на ту же сеть переменного тока. Тахометрические машины должны быть возбуждены так, чтобы при одинаковом числе оборотов они развивали одинаковые напряжения. Если теперь включить якоря обеих машин навстречу друг другу, то измеряемое напряжение будет пропорционально разности чисел оборотов.

Более точной является компенсационная схема, показанная на фиг. 256, которая делает излишней предварительную выверку тахометрических машин. Якорь тахометрической машины, соединенной с синхронным двигателем, включается на потенциометр с постоянным сопротивлением R_1, а якорь тахометрической машины, соединенной с испытуемой индукционной машиной, присоединяется через гальванометр G к регулируемой части R потенциометра.

Когда показание гальванометра равно нулю,

$$\frac{E_{n_1}}{E_n} = \frac{R_1}{R} = \frac{n_1}{n}, \tag{549a}$$



Фиг. 256. Компенсационный метод.

Фиг. 257. a — метки на диске; b и c — стробоскопические изображения при $p = 1$, 2 и 3; b — частота вспышек равна частоте сети; c — частота вспышек вдвое больше частоты сети.

откуда скольжение

$$s = \frac{R_1 - R}{R_1} = \frac{r}{R_1}. \tag{549}$$

При малых скольжениях могут помешать колебания напряжения, вызываемые коллекторами тахометрических машин. Поэтому для получения точных результатов нужно пользоваться униполярными машинами, у которых отвод тока совершается с помощью ртутных контактов (Л. 280).

d) Стробоскопические методы измерения s. На валу ротора укрепляется периодически освещаемый диск с отметкой в виде радиального штриха или сектора (фиг. 257, a). Если ротор вращается синхронно, освещение отметки происходит всегда в такие моменты времени, в которые диск совершает поворот на угол, соответствующий дуге $\frac{2\tau f_1}{f'}$, где f_1 — частота сети, f' — частота „вспышек" и τ — полюсное деление машины. При этом получается впечатление неподвижной звезды с $\frac{pf'}{f_1}$ более или менее резко очерченными лучами, как показано на фиг. 257, b для $\frac{f_1}{f'} = 1$ и на фиг. 257, c для $\frac{f_1}{f'} = \frac{1}{2}$ при $p = 1$, 2 и 3 парах полюсов.

При положительном скольжении двигателя это стробоскопическое изображение вращается против истинного направления вращения диска,

так как теперь диск в моменты освещения уже не будет занимать положений, соответствующих синхронной скорости вращения. При отрицательном скольжении изображение вращается в ту же сторону, что и диск.

Если через z обозначить число прошедших мимо неподвижной в пространстве отметки за время T секунд лучей, то

$$n_1 - n = \frac{z}{pT} \cdot \frac{f_1}{f'} . \tag{550a}$$

Синхронное число оборотов $n_1 = \frac{f_1}{p}$, поэтому

$$s = \frac{n_1 - n}{n_1} = \frac{z}{f'T} . \tag{550b}$$

Вместо измерения частоты можно сосчитать для определения скольжения число оборотов ротора Z за время T. Тогда

$$n_1 = \frac{Z}{T} + \frac{z}{pT} \frac{f_1}{f'} \tag{551a}$$

и

$$s = \frac{z}{\frac{pZf'}{f_1} + z} . \tag{551b}$$

Для освещения диска наиболее пригодной является газосветная лампа (например, неоновая), так как при переходе тока через нуль она совершенно гаснет. Поэтому работа с газосветной лампой возможна и при дневном свете.

Очень резкие стробоскопические изображения получаются при питании газосветной лампы короткими периодическими импульсами тока прямоугольной формы, которые могут быть получены с помощью опрокидывающего реле, включенного по схеме периодической работы [Л. 285].

Если газосветная лампа, питаемая от той же сети, что и испытуемая индукционная машина, устроена так, что оба ее электрода дают вспышки света, то отношение $\frac{f'}{f_1} = 2$.

Частоту вспышек, равную частоте сети $\left(\frac{f'}{f_1} = 1\right)$, можно получить с помощью газосветной лампы, у которой рабочим является только один электрод. Для этой цели пригодны лампы, у которых один электрод закрыт крышкой или лампы, у которых для уничтожения действия одного электрода часть баллона зачернена или прикрыта. Можно также уменьшить частоту вспышек вдвое, если питать лампу током, получаемым в результате наложения на ток сети постоянного тока и колеблющимся от нуля до максимального значения [Л. 281].

Скольжение, величину которого можно еще определить вполне надежно, ограничено числом прохождений луча в секунду, которое можно еще сосчитать. Если принять, что вполне надежно можно сосчитать не свыше $\frac{z}{T} = 4$ прохождений луча в секунду, то согласно ур. (550b) при $f_1 = 50$ Hz и $\frac{f'}{f_1} = 2$ наибольшее надежно измеряемое скольжение соста-

вит $s = 0{,}04$. Для измерения скольжений большей величины необходимо уменьшить частоту вспышек.

При очень малых скольжениях, например, при холостом ходе двигателя измерение становится ненадежным, так как время прохождения одного луча стробоскопического изображения мимо неподвижной отметки будет относительно велико. Так, например, при очень малом скольжении $s_0 = \frac{1}{3\,000}$, которое может иметь место при холостом ходе двигателя на шарикоподшипниках, при $f' = 2f_1 = 100$ Hz по ур. (550b) $\frac{z}{T} = \frac{1}{30}$, т. е. за 30 сек. пройдет только один луч. Для уменьшения продолжительности прохождения луча можно в этом случае увеличить число лучей на диске.

По исследованиям Линка (Linckh) и Фивега (Vieweg) [Л. 282] число лучей на стробоскопическом изображении получается равным

$$S = \frac{mp}{(mq, p)}, \tag{552a}$$

где m — число отметок, равномерно распределенных по окружности диска, p — число пар полюсов, $q = \frac{f_1}{f'}$ — отношение частоты сети к частоте вспышек и (mq, p) — наибольший общий делитель для mq и p. Тогда для этого общего случая

$$s = \frac{pz}{Sf_1T} = \frac{z}{SZ + z}. \tag{552}$$

Для $m = 1$ и $q = 1$ значение $S = p$. Если взять $m = 5$ и $q = 1$, то, если p не делится на 5, $S = 5p$.

Тогда, например, при $f' = f_1 = 50$ Hz и скольжении холостого хода $s_0 = \frac{1}{3\,000}$ мы получим согласно ур. (552) $\frac{z}{T} = \frac{1}{12}$, т. е. в этом случае через каждые 12 сек. будет одно прохождение луча (при $m = 1$ мы имели 30 сек.).

Для охвата большого диапазона скольжений можно взять диск с несколькими кольцевыми зонами, из которых каждая имеет различное число отметок и при измерении пользоваться той зоной, которая при данном скольжении позволяет легче всего осуществить подсчет прохождений луча.

Описываемый здесь стробоскопический метод имеет большое число модификаций. Так, например, вместо отметок на диске могут быть прорезаны щели (фиг. 257, *а*), через которые наблюдают свет газосветной лампы. Отсчет прохождений при этом значительно облегчается [Л. 283]. Другой, впрочем менее простой, метод состоит в том, что вместо газосветной лампы применяют диск с нанесенными на нем отметками, вращаемый с синхронным числом оборотов при помощи небольшого вспомогательного двигателя и смотрят на него через соответственные прорезы в диске исследуемого двигателя. На других, менее пригодных для практического использования стробоскопических методах мы останавливаться не будем.

Описанный здесь стробоскопический метод кроме большой простоты обладает еще тем преимуществом, что испытуемая машина не нагру-

жается измерительными приспособлениями, если не считать ничтожных потерь на трение диска о воздух. Это дает возможность пользоваться стробоскопическим методом для совсем малых машин. Величина измеренного скольжения является, конечно, средним значением за время опыта T.

6. Измерение реактивных сопротивлений

а) Приближенное измерение реактивных сопротивлений. Из опыта холостого хода можно определить сумму главного реактивного сопротивления и первичного реактивного сопротивления рассеяния $X_{1h} + X_{1\sigma}$, если разделить напряжение на статоре на реактивную составляющую тока, которая при холостом ходе практически равна току холостого хода.

Из опыта короткого замыкания, если пренебречь небольшим намагничивающим током, общее реактивное сопротивление рассеяния равно

$$X_\sigma = \frac{U \sin \varphi_k'}{I}. \tag{553}$$

Разделение общего реактивного сопротивления рассеяния X_σ на первичное $X_{1\sigma}$ и вторичное (приведенное к статорной обмотке) $X_{2\sigma}'$ обычно не требуется. Для определения X_{1h} по измеренному значению $X_{1h} + X_{1\sigma}$ можно, зная X_σ с достаточной точностью, взять $X_{1\sigma}$ приближенно. Методы разделения X_σ на $X_{1\sigma}$ и $X_{2\sigma}'$ были предложены Лебле (Laible) [Л. 289] и Шанцом (Schanz) [Л. 291], однако оба они пренебрегают влиянием высших гармоник (см. раздел b).

b) Определение общего коэфициента рассеяния σ. Коэфициент рассеяния σ [ур. (72b)] можно определить в случае индукционной машины с соединенной в звезду статорной обмоткой, включая на сеть при короткозамкнутой роторной обмотке два зажима обмотки статора и вращая ротор с синхронным числом оборотов [Л. 287]. В этом случае можно пользоваться ур. (109 a—c) для однофазной машины при $s = 0$. Тогда уравнения напряжений для ротора (109b и c) примут вид:

$$0 = -R_2' \dot{I}_{2m}' \tag{554a}$$

и

$$0 = -[R_2' + j2(X_{1h} + X_{2\sigma}')]\dot{I}_{2g}' - j2X_{1h}\dot{I}_1, \tag{554b}$$

откуда

$$\dot{I}_{2m}' = 0 \tag{555a}$$

и

$$\dot{I}_{2g}' = -\frac{j2X_{1h}}{R_2' + j2(X_{1h} + X_{2\sigma}')}\dot{I}_1 \approx -\frac{\dot{I}_1}{1+\sigma_2}, \tag{555b}$$

где $\sigma_2 = \frac{X_{2\sigma}'}{X_{1h}}$ представляет собой вторичный коэфициент рассеяния. При этих значениях $\dot{I}_{2m}'$ и $\dot{I}_{2g}'$ уравнение напряжений для двух включенных встречно фаз I и II [см. ур. (109a)], если еще принять во внимание

соотношения (115a—d) и (115f—h) и если обозначить через U линейное напряжение на зажимах фаз I и II, будет иметь вид

$$\dot{U} \approx -\left[2R_1 + j\left(2X_{1h} + 2X_{1\sigma} - \frac{X_{1h}}{1+\sigma_2}\right)\right] \dot{I}_1 \qquad (556a)$$

или при $R_1 = 0$

$$U \approx \left[2(X_{1h} + X_{1\sigma}) - \frac{X_{1h}}{1+\sigma_2}\right] I_1. \qquad (556)$$

На фазе III, через которую ток не проходит, будет напряжение

$$U_{III} = X_{21} I_{2g}, \qquad (557a)$$

где X_{21} — реактивное сопротивление взаимоиндуктивности между роторной обмоткой и статорной фазой III. Приняв во внимание, что число витков и обмоточный коэфициент для этой фазы равны w_1 и ξ_1, а для обеих фаз I — II, присоединенных к сети, равны $2w_1$ и $\frac{\sqrt{3}}{2}\xi_1$ [см. ур. (115b и c)], найдем, что

$$X_{21} = \frac{X_{21I-II}}{\sqrt{3}} = \frac{m_2 w_2 \chi_2 \xi_2}{3 w_1 \xi_1} X_1 h, \qquad (557b)$$

$$I_{2g} = \frac{\sqrt{3}\, w_1 \xi_1}{m_2 w_2 \chi_2 \xi_2} I'_{2g}. \qquad (557c)$$

Тогда, приняв еще во внимание ур. (555b):

$$U_{III} = \frac{X_{1h}}{\sqrt{3}} I'_{2g} \approx \frac{X_{1h}}{\sqrt{3}(1+\sigma_2)} I_1. \qquad (557)$$

Введя еще первичный коэфициент рассеяния $\sigma_1 = \frac{X_{1\sigma}}{X_{1h}}$, получим на основании ур. (556) и (557) следующее соотношение:

$$\frac{U}{\sqrt{3}\, U_{III}} = 2(1+\sigma_1)(1+\sigma_2) - 1 = \frac{1+\sigma}{1-\sigma}, \qquad (558)$$

где σ — общий коэфициент рассеяния [см. ур. (64) тома II].

Если ротор двигателя вращать не с синхронной скоростью, а предоставить ему вращаться со скольжением, соответствующим холостому ходу машины в качестве однофазного индукционного двигателя, то при определении σ по ур. (558), при выводе которого предположено, что $s = 0$, могут получиться большие ошибки. Так, например, для двигателей с кольцами мощностью от 4 до 30 kW было установлено, что найденный по ур. (558) коэфициент рассеяния σ при скольжении $0{,}1\%$ преувеличен на $3-6\%$. Таким образом при скольжении холостого хода, равном $0{,}2\%$, ур. (558) дает значения σ, преувеличенные против действительных на $6-12\%$.

Однако даже при абсолютно синхронном вращении при нахождении σ по ур. (558), которое выведено с учетом лишь основных гармоник, могут получиться ошибки благодаря влиянию высших гармоник. Вместо U_{III} нужно, строго говоря, брать эффективное значение основной гар-

моники $U_{III,1}$, если напряжение сети синусоидально. Это значение может быть измерено, если напряжение фазы *III* подвести к тонкой катушке ваттметра, толстая катушка которого питается синусоидальным током, имеющим частоту сети. Если производить это питание через индукционный регулятор, то, поворачивая его ротор, можно определить максимальное отключение стрелки ваттметра, по которому затем можно найти U_{III} (см. также раздел G2c тома III). Опыт, проделанный с одной машиной, имеющей ротор с кольцами, показал, что измеренное значение $U_{III,1}$ на 3% меньше, чем U_{III}, и при определении σ из ур. (558) по U_{III} получается значение на 22% меньше действительного.

Оба фактора, т. е. скольжение холостого хода и наличие высших гармоник в U_{III}, оказывают взаимно противоположное влияние и при известных условиях могут друг друга компенсировать.

7. Измерение вращающего момента

а) Начальный момент. Измерение вращающего момента при неподвижном двигателе представляет, вообще говоря, значительно большие трудности, чем при вращении машины. Неточность обусловливается в основном трением покоя, особенно при подшипниках скольжения, и влиянием нагрева. Кроме того, вращающий момент индукционных двигателей более или менее зависит от относительного положения статора и ротора.

В случае роторов с кольцами или в виде беличьей клетки со скошенными пазами положение ротора оказывает на вращающий момент ничтожное влияние.

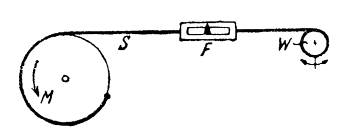
В этом случае можно измерить силу на конце рычага известной длины при помощи грузов или пользуясь пружинными или десятичными весами. Это измерение позволяет определить начальный момент на валу. Вследствие колебаний величины трения покоя при подшипниках скольжения найденные значения могут отличаться друг от друга процентов на 30.

Для того чтобы исключить влияние трения покоя и определить среднее значение вращающего момента, можно измерять момент при очень медленном вращении двигателя. Для этой цели пригодна качающаяся машина, при наличии которой вращающий момент может быть путем изменения тока в якоре отрегулирован так, чтобы качающийся корпус находился в равновесии. Применим также и тормоз Прони, так как, отрегулировав соответственным образом колодки, и здесь можно добиться медленного вращения двигателя. Силу удобнее всего измерять при этом весами со стрелкой. Для небольших сил вполне пригодны обычные домашние весы, а для больших сил и точных измерений можно рекомендовать торговые быстродействующие весы. В этом случае средние значения отклонения стрелки весов и стрелки амперметра можно наблюдать достаточно точно и удобно. Для увеличения точности рекомендуется измерять момент при различных напряжениях, чтобы исключить случайные ошибки.

Более точные измерения, позволяющие исключить влияние трения, могут быть произведены с помощью приспособления, показанного на

фиг. 258 [Л. 274]. На валу исследуемого двигателя укрепляется шкив, на который навивается канат S, укрепленный одним концом на шкиве. Другой конец каната охватывает медленно вращающийся вал W. Посредине канат разрезан и к концам разреза прикреплены пружинные весы F. Благодаря вращению вала W шкив также вращается вместе с ротором, и мы получаем возможность проследить влияние положения ротора на вращающий момент и измерить его среднее значение.

Трение в подшипниках, которое при очень малом числе оборотов, может оказаться все же значительным, может быть исключено путем двух измерений, при которых вал W вращается в противоположные стороны. Среднее значение вращающего момента, найденное из этих двух измерений, и представляет собой тогда полный вращающий момент двигателя. При этих измерениях для получения точных результатов вращение вала W должно быть весьма равномерным. Слишком большая эластичность пружинных весов затрудняет точные отсчеты. В этом случае рекомендуется увеличить диаметр шкива, который можно также заменить сектором. Более удобными являются весы с меньшей эластичностью, причем для большей точности отсчетов можно рекомендовать применение рычажного механизма, увеличивающего отклонения стрелки.



Фиг. 258. Метод измерения вращающего момента, исключающий трение.

Другой метод, также исключающий влияние трения и позволяющий определять среднее значение вращающего момента, предложен Слетнером (Sletner) [Л. 292].

Судить о величине среднего начального момента по моменту, измеренному при медленном вращении двигателя, можно, конечно, только в том случае, если момент, соответствующий малой скорости, равен моменту неподвижного двигателя, т. е. если отсутствуют моменты, вызванные высшими гармониками.

При измерении начального момента для производства наблюдений требуется известное время, в течение которого ротор успевает нагреться. Это нагревание, вследствие которого сопротивление ротора увеличивается, может привести к неправильным результатам. Поэтому рекомендуется производить опыт не при номинальном напряжении U_N, а при пониженном напряжении U_k и найденный вращающий момент пересчитывать затем на номинальное напряжение U_N. Для этого пересчета согласно разделу В6b нельзя пользоваться отношением $\left(\frac{U_{kN}}{U_k}\right)^2$, так как ток короткого замыкания растет быстрее, чем напряжение на зажимах. Правильнее пользоваться отношением $\left(\frac{I_{kN}}{I_k}\right)^2$. Измерение тока короткого замыкания I_{kN} при номинальном напряжении U_N может быть произведено в очень короткий промежуток времени.

По предложению Брюдерлинка (Brüderlink) [Л. 293] для измерения начального момента можно применить индукционную машину, работающую как „электрические весы для измерения момента“ и включенную по схеме индукционной машины двойного питания (см. раздел L6b). Эта

машина соединяется механически с испытуемым двигателем (M на фиг. 259). Передаваемая статором ротору мощность машины (электрических весов) пропорциональна тогда развиваемому ею вращающему моменту. Допустим сперва, что обе обмотки машины D одинаковы. Статорная и роторная обмотки присоединены к сети через ваттметры (L_1 и L_2 на фиг. 259) так, что создаваемые ими поля вращаются в одну и ту же сторону. Если обозначить через N_i мощность, передаваемую статором ротору, а через Q_1 и Q_2 — покрываемые статором и ротором потери, то ваттметры будут измерять мощность

$$N_1 = N_i + Q_1 \tag{559a}$$

и

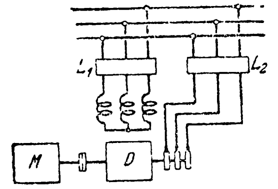
$$N_2 = -N_i + Q_2. \tag{559b}$$

Если теперь изменить направление вращения полей и повторить измерения, то мы получим

$$N_1' = -N_i + Q_1 \tag{560a}$$

и

$$N_2' = N_i + Q_2. \tag{560b}$$



Фиг. 259. Электрические весы для измерения вращающих моментов.

Из этих уравнений легко определить

$$N_i = \frac{N_1 - N_1'}{2} = \frac{N_2' - N_2}{2}, \tag{561a}$$

откуда вращающий момент

$$M = 0{,}973 \frac{N_i}{n} \text{ kgm}, \tag{561b}$$

где мощность N_i выражена в W, а число оборотов n — в об/мин.

В качестве „электрических весов“ нужно брать машину с возможно малым трением в подшипниках (шарикоподшипники), чтобы уменьшить влияние момента трения самой машины. Пазы ротора „электрических весов“ должны быть скошены, чтобы получить возможно большую независимость вращающего момента от положения ротора.

Если питать ротор током, частота которого отличается от частоты сети, то он начнет вращаться со скоростью, зависящей от разности частот, и можно произвести измерение момента при медленном вращении. При этом необходимо, однако, чтобы напряжения на статоре и роторе соответствовали передаточному числу ротор — статор и не изменялись при нагрузке, так как в противном случае ур. (561b) теряет силу.

b) Кривые разбега. Вращающий момент в функции числа оборотов. Практическое значение имеет экспериментальное исследование процесса разбега. При этом ток и число оборотов в функции времени снимаются с помощью осциллографа (фиг. 191, c). Число оборотов снимается как напряжение тахометрической машины, механически соединенной с испытуемым двигателем. Если желательно при этом получить момент нагрузки (оказывающий в основном влияние на продолжительность разбега), соответствующий встречающимся на практике нагрузкам, то исследуемый двигатель соединяется механически с нагрузочной машиной, которой является обычно машина постоянного тока,

включенная по особой схеме [Л. 295—297]. Из осциллограммы получают кривые $i = f(t)$ и $n = f(t)$. Для измерения толчков тока при пуске в ход без применения осциллографа разработаны особые измерительные приборы [Л. 305, 306].

Весьма важным для суждения о свойствах двигателя является определение зависимости в р а щ а ю щ е г о м о м е н т а о т в р е м е н и и о т ч и с л а о б о р о т о в во время разбега. Этот момент, так же как и ток, не зависит от величины момента нагрузки и при постоянном напряжении сети и неизменной температуре обмоток однозначно определяется числом оборотов. Поэтому опыт можно производить при пуске машины вхолостую. Для того чтобы получить при этом достаточно продолжительное время разбега и увеличить точность измерений, целесообразно присоединить к машине массу, обладающую большой инерцией. Вращающий момент и ток снимаются осциллографом. Из кривой числа оборотов $n = f(t)$ определяют $\frac{dn}{dt}$, и тогда, зная момент инерции, можно найти момент ускорения в функции времени [Л. 294]. Если пренебречь незначительной нагрузкой, обусловленной трением о воздух добавочной массы, то этот момент можно считать равным вращающему моменту на валу двигателя.

Момент ускорения в функции времени можно записать и непосредственно. По предложению Шаде (Schade) тахометрическая машина, соединенная с испытуемым двигателем, питает катушку гальванометра, находящуюся в неизменном во времени магнитном поле. Отклонение этой катушки от нулевого положения пропорционально числу оборотов. С этой катушкой связана другая, которая также расположена в неизменном во времени магнитном поле и включена в шлейф осциллографа. Тогда на осциллограмме получается ток в функции времени, пропорциональный $\frac{dn}{dt}$, т. е. пропорциональный развиваемому двигателем моменту [Л. 170]. По методу Иттерберга (Itterberg) [Л. 255], развитому Рольфом (Rolf) [Л. 300], в якорь тахометрической машины включается шлейф осциллографа последовательно с конденсатором, и тогда ток в шлейфе будет пропорционален $\frac{dn}{dt}$.

Зависимость вращающего момента от числа оборотов может быть построена по точкам при помощи кривых $M = f(t)$ и $n = f(t)$. Прибор, непосредственно вычерчивающий кривую $M = f(n)$, предложен Хейлесом (Heiles) [Л. 170]. Луч света в осциллографе, записывающий вращающий момент, отклоняется здесь перпендикулярно к направлению записи вращающего момента на угол, пропорциональный числу оборотов.

Если желательно определить вращающий момент и ток и для неустойчивой области, то необходимо иметь достаточно мощный приводной двигатель, удерживающий испытуемую индукционную машину на неустойчивой скорости. Для этого можно воспользоваться уже упоминавшимися ранее схемами [Л. 295, 26].

Если необходимо измерить вращающий момент непосредственно, то это можно сделать либо с помощью качающейся машины, либо с помощью пружинной муфты [Л. 299] между исследуемой машиной и

приводным двигателем. Для измерения вращающихся моментов, быстро изменяющихся во времени, например, вызванных в машине высшими гармониками, пригоден пьезоэлектрический метод [Л. 302—304]. Он основан на свойстве кристаллов кварца создавать на поверхности электростатический заряд, пропорциональный давлению.

В этом методе пропорциональное вращающему моменту давление, создаваемое при ускорении связанной с идущим вхолостую двигателем массы, с помощью кварцевых кристаллов записывается осциллографом.

8. Испытание на нагрев

В случае небольших машин испытание на нагрев можно производить при номинальной нагрузке, пользуясь для этой цели тормозом, качающейся машиной или вспомогательным генератором. В случае больших машин можно для экономии стоимости энергии применять метод взаимной нагрузки по разделу 3dγ или метод возвратной работы по разделу 3eβ. Однако проще пользоваться описанными в разделах 3dα и β методами короткого замыкания и перевозбуждения, хотя в этих случаях нагрузка отдельных частей машины более или менее отличается от номинальной. Вследствие практического значения этих двух методов мы остановимся на них более подробно.

Мы будем различать здесь два способа питания постоянным током; двухфазное и трехфазное (раздел 3cβ). Двухфазное питание имеет преимущество простоты, но обладает тем недостатком, что лишь две фазы обтекаются током и нагреваются поэтому гораздо сильнее, чем третья фаза. При плохом теплообмене между обмоткой и железом (особенно при проволочной обмотке) испытание на нагрев может привести к порче изоляции обмотки. Трехфазное питание имеет преимущество одинаковой нагрузки всех фаз, но зато здесь необходимо при испытании на нагрев переключение обмотки [Р. 27].

У машин с кольцами возможно осуществить питание постоянным током либо статора, либо ротора. При короткозамкнутых роторах питать постоянным током можно только обмотку статора, и в этом случае метод перевозбуждения неприменим. Питание постоянным током статора имеет то преимущество, что статорная обмотка при методах короткого замыкания и перевозбуждения потребляет намагничивающий ток, и поэтому отношение джоулевых потерь статора и ротора остается примерно таким же, как при номинальном режиме. Недостаток же состоит в том, что джоулевы потери статорной обмотки определяются не активным сопротивлением, а сопротивлением постоянному току. а потери роторной обмотки, наоборот, определяются не сопротивлением постоянному току, а активным сопротивлением при номинальной частоте. Поэтому если обмотки таковы, что в составляющих их проводниках имеется заметное вытеснение тока, то полученные из опыта джоулевы потери в статоре являются преуменьшенными, а потери в роторе преувеличенными. Кроме того, при методе перевозбуждения потери в железе от главного потока возникают не в статоре, а в роторе. Если, наоборот, питать постоянным током обмотку ротора, то частота токов в статоре и в роторе практически будет такой же, как и при номинальном режиме. При этом, однако, намагничивающий ток будет проходить через обмотку ротора, благодаря

чему отношение джоулевых потерь в статоре и роторе будет значительно меньшим, чем при номинальном режиме.

Эти обстоятельства необходимо иметь в виду при выборе схемы питания для опытов по методам короткого замыкания и перевозбуждения. Питание постоянным током следует производить через ту или иную обмотку в зависимости от того, какое из указанных выше влияний больше.

Если при пользовании методом короткого замыкания питать постоянным током обмотку статора и если вытеснение тока не проявляется заметно при частоте сети ни в статорной, ни в роторной обмотках, то в случае трехфазного питания при токе $I_G = I_{1N}$, а в случае двухфазного питания при $I_G = 1{,}225 I_{1N}$ джоулевы потери в статорной обмотке будут такими же, как и при номинальном режиме. Отношение $\frac{I_2}{I_1}$ при трехфазном питании было бы несколько больше, чем при номинальной работе. То же относится и к двухфазному питанию. Однако при трехфазном питании роторный ток был бы несколько больше и при $I_G = 1{,}061 I_{1N}$, но так как мы взяли $I_G = I_{1N}$, то он несколько уменьшается. Таким образом оба влияния при трехфазном питании приблизительно компенсируют друг друга и роторные потери получаются примерно такими же, как при номинальном режиме. При двухфазном же питании они будут несколько преувеличены. Если пренебречь влиянием главного поля, которое при пользовании методом короткого замыкания отсутствует, то добавочные потери в железе ротора, вызываемые полными токами пазов статора при обоих способах питания постоянным током, получаются такими же, как и при номинальном режиме. То же относится к статору в случае трехфазного питания, при двухфазном же питании эти потери будут несколько преувеличены. В общем же для обоих способов питания добавочные потери в железе, вызываемые полными токами пазов, будут больше, чем при номинальном режиме, так как главное поле отсутствует. Потери в железе, вызываемые главным полем (включая потери вследствие только наличия зубцов), практически будут равны нулю. Все же в конце концов как при трехфазном, так и при двухфазном питании нагревание будет меньше, чем при номинальном режиме. Если вытеснение тока при частоте сети проявляется заметным образом, то джоулевы потери в статоре будут преуменьшены, а в роторе преувеличены.

Если при методе короткого замыкания питать постоянным током ротор так, чтобы в статорной обмотке протекал номинальный ток, то ток ротора будет больше чем при номинальном режиме, благодаря чему джоулевы потери в роторной обмотке и добавочные потери в железе статора Q''_{Ez} получаются преувеличенными (при трехфазном питании на 13% больше, чем при двухфазном), а суммарные потери в железе вследствие отсутствия главного поля — преуменьшенными по сравнению с потерями при номинальном режиме. Влияние вытеснения тока в этом случае является соответствующим номинальному режиму.

Покажем степень этих влияний на нагрев машины на практическом примере при питании постоянным током ротора. У двигателя номинальной мощностью 4,5 kW с числом оборотов в минуту 1 000 при отно-

шении $\frac{E_2}{E_1} = \frac{2}{3}$ при номинальном режиме ток статора равен 30 А, ток ротора 17,8 А. При опыте на нагрев по методу короткого замыкания потребовалось для получения 30 А в статоре установить величину постоянного тока в роторе, равную при трехфазном питании 22,2 А, а при двухфазном питании 25,3 А.

Таким образом джоулевы потери в роторе и добавочные потери в железе, обусловленные полными токами пазов ротора, получились большими, чем при номинальном режиме, а потери, вызываемые главным потоком, и влияние главного потока на добавочные потери в железе не имеют места.

В результате опытов получились следующие отклонения температур по сравнению с температурами номинального режима:

Питание	Железо статора	Обмотка статора	Обмотка ротора
Номинальный режим	29,2°	31,1°	30,4°
Трехфазное	—0,5°	— 2°	+ 2,4°
Двухфазное	—5,3°	— 4,5°	— 3,1° (+2,0°)

Здесь в последней строке последнего столбца значение в скобках относится к обеим фазам, обтекаемым током, а значение в скобках представляет собой среднюю величину для всех трех фаз. Роторная обмотка является стержневой.

При методе перевозбуждения, при питании обмотки ротора постоянным током, он должен быть еще больше, так как необходим еще намагничивающий ток для создания главного поля. В остальном здесь остаются справедливыми те же соображения, что и при методе короткого замыкания. Необходимо только иметь еще в виду, что в этом случае существует и главное поле. Для того же двигателя, мощностью 4,5 kW, для получения в статоре тока 30 А понадобилось установить величину постоянного тока в роторной обмотке, равную 28 А при трехфазном и 31,2 А при двухфазном питании. В результате получились следующие отклонения от температуры, получающейся при номинальном режиме:

Питание	Железо статора	Обмотка статора	Обмотка ротора
Трехфазное	+ 7,4°	+ 4,3°	+ 16,4°
Двухфазное	+ 6,1°	+ 2,5°	+ 12,7° (+18,3°)

Таким образом при методе перевозбуждения и роторном питании расхождения с температурой при номинальном режиме слишком велики. Гораздо лучшее совпадение получилось бы при питании постоянным током статорной обмотки (1,061 I_{1N} при трехфазном и 1,225 I_{1N} при двухфазном питании). Поэтому обычно предпочитают статорное питание, если только влияние вытеснения тока при частоте сети не получается слишком большим.

Если известно распределение потерь, то при некоторой опытности можно так выбрать величины токов, чтобы по нагреванию машины по методам короткого замыкания или перевозбуждения легко найти действительное нагревание при номинальном режиме.

9. Краткий обзор методов измерения шума

Шум можно охарактеризовать как смесь отдельных тонов, частоты которых находятся между собой в произвольных соотношениях и большей частью тесно примыкают друг к другу. Таким образом шум сам по себе не является периодическим процессом, хотя и состоит из чисто периодических элементов. Поэтому перед прибором, измеряющим шум, стоит принципиально иная задача, чем перед прибором, измеряющим звук, у которого отдельные составляющие являются высшими гармониками по отношению к основной частоте.

Для определения характера шума и его измерения имеет значение знание громкости, пространственного распределения звукового давления и состава (спектра) смеси частот.

Измерение громкости основывается во всех случаях на сравнении с нормальной громкостью. При этом различают субъективное и объективное измерение.

Наиболее известным субъективным методом является предложенный Баркгаузеном (Barkhausen) [Л. 311] способ сравнения с известной громкостью. „Генератор шума", напряжение которого может регулироваться, действует через телефон на одно ухо наблюдателя. На другое же ухо действует измеряемый шум. Напряжение генератора подбирается так, чтобы оба шума казались одинаково громкими. Тогда громкость можно прочесть на шкале регулятора, градуированной в фонах. Условием получения правильных результатов является здесь одинаковая чувствительность обоих ушей и по возможности одинаковый спектр частот.

Большее значение имеет объективное измерение громкости (Л. 312). Прибор состоит из конденсаторного микрофона, усилителя, отсеивающего приспособления и индикатора. Градуируется он нормальным тоном, частотой 1 000 Hz и звуковым давлением в 1 $\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$.

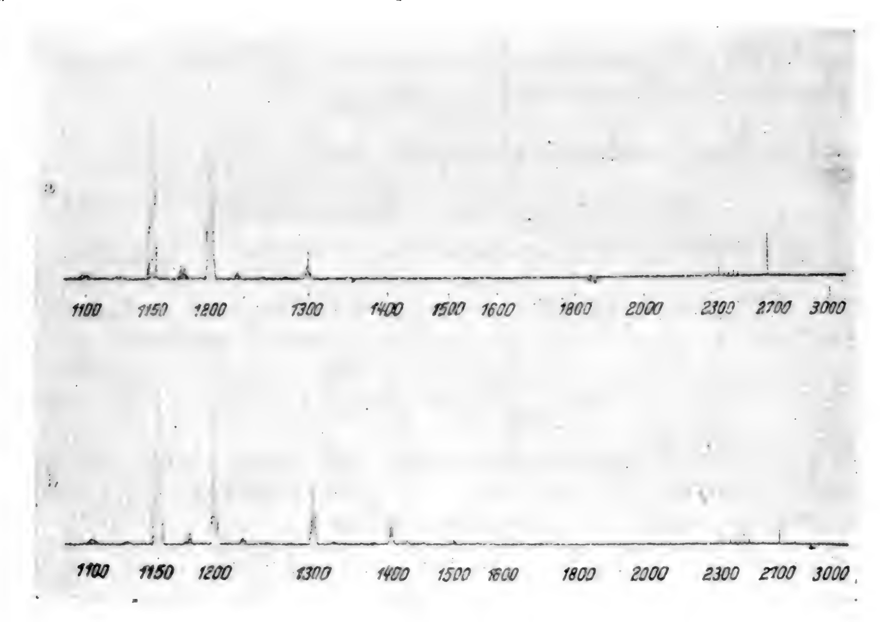
Звуковое давление распространяется в пространстве по известным законам излучения и уменьшается обратно пропорционально расстоянию от места возбуждения. Поэтому при измерении громкости необходимо указание места измерения. Другим, весьма важным для измерения, данным является поглощающая способность пространства, в котором производится измерение, так как отражение от стен весьма влияет на величину звукового давления в какой-либо точке пространства. Для нахождения звукового поля применяется измеритель звукового давления (конденсаторный микрофон с многократным усилителем и индикатором ([Л. 310], стр. 81), позволяющий построить кривые одинакового звукового давления.

Наиболее важным измерением является анализ частот, т. е. разделение смеси частот, из которых состоит шум, на отдельные колебания, для которых должны быть найдены относительные величины и положения в ряду частот. Другими словами должен быть получен спектр шума, т. е. амплитуды отдельных колебаний в функции частоты. При этом различают прямой и косвенный методы измерения.

При прямом методе заставляют преобразованный микрофоном шум действовать на полосовой фильтр, частота пропускания которого может изменяться, обычно ступенями, в пределах всего диапазона измерений

Л. 312]. Тогда показание на выходе фильтра, который в простейшем случае состоит из резонансного контура с малыми потерями, является мерой силы соответствующего частичного тона. Преимуществом этого метода является относительно небольшое время, потребное для анализа, недостатком же — ничтожная разрешающая способность, так как для каждой области пропускания частот измеряется статистическое среднее значение.

Значительно большая точность и совершенно автоматическое вычерчивание спектра получается при косвенных измерениях по методу „искательного тона“. К переданной через микрофон и усиленной с



Фиг. 260. Частотные спектры машины с переключением числа полюсов (фиг. 131, *b*), *a* — холостой ход; *b* — нагрузка.

помощью усилителей смеси частот (шуму) прибавляется „искательный тон“, представляющий собой чисто синусоидальный ток постоянной амплитуды, частота которого может плавно изменяться в пределах искомого диапазона частот. „Искательный тон“ и смесь частот соединяются так, чтобы результирующее колебание содержало суммы и разности частот между частичными тонами смеси частот, с одной стороны, и „искательным тоном“ — с другой стороны. Точно настроенный отсеивающий фильтр пропускает только разности тонов. Их амплитуда при постоянной амплитуде искательного тона является мерой силы частичного тона, имеющего ту же частоту, что и данный искательный тон. Полученный таким способом спектр записывается на медленно движущуюся пленку.

Отдельные методы различаются по способу соединения искательного тона с смесью частот и записи или отсчета результатов анализа. Весьма ценный анализатор построен по этому принципу Эрнстгаузеном (Ernsthau-

sen). С помощью этого прибора записаны анализы спектра частот для машины с переключением числа полюсов (фиг. 260, *a* и *b*), для которой момент в функции скольжения показан на фиг. 131, *b*. Спектр на фиг. 260,*a* снят при холостом ходе, а на фиг. 260,*b* — при нагрузке 4,5 kgm. Интересно отметить, что наибольшие амплитуды при нагрузке меньше, чем при холостом ходе. Это можно объяснить различием излучения шума при нагрузке и холостом ходе, которое кроме амплитуд зависит еще от сопротивления излучению. На участках, не показанных на фиг. 260, *a* и *b* областей частот от 0 до 1 100 и от 3 000 до 10 000 Hz, не было обнаружено никаких частичных тонов.

Относительно деталей этого метода отсылаем читателя к статье Эрнстгаузена.

Анализ шума можно использовать также для обнаружения недостатков производства у короткозамкнутых роторов [Л. 313].

О. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ИНДУКЦИОННОЙ МАШИНЫ

1. Основные размеры и нагруженности

а) Окружное усилие и полюсное деление. Для определения основных размеров мы, так же как в случае машины постоянного тока (раздел III FI тома I) и синхронной машины (раздел II L1 и 2 тома II), будем исходить из среднего кажущегося удельного окружного усилия

$$\sigma_s = \frac{1}{\pi^2}\frac{N_{si}}{n_1 D^2 l_i} = \frac{1}{2f_1\tau^3}\frac{N_{si}}{2p\lambda}, \tag{562}$$

где N_{si} — внутренняя кажущаяся мощность (см. раздел b); n_1 — синхронное число оборотов; f_1 — частота сети, p — число пар полюсов; D — диаметр расточки статора; τ — полюсное деление и

$$\lambda = \frac{l_i}{\tau} \tag{562a}$$

— отношение теоретической длины статора к полюсному делению. Зависимость кажущегося окружного усилия σ_s от величин, характеризующих индукционную машину, принципиально основывается на тех же соображениях, которые были приведены в разделе II L1b тома II. При стандартной частоте сети в 50 Hz величина σ_s может быть представлена функцией полюсного деления τ с параметром p. Однако число пар полюсов p в случае индукционных машин имеет малое влияние, так как основные размеры определяются более нагруженным (магнитно и электрически) статором, который обычно рассчитывается на более высокое напряжение, чем ротор, и к тому же имеет еще намагничивающий ток. Поэтому в основном для всех чисел пар полюсов $p > 1$ среднее удельное окружное усилие имеет одинаковую величину. Двухполюсная машина является исключением лишь постольку, поскольку здесь амплитуда B_1 индукции в воздушном зазоре с точки зрения магнитной нагруженности спинки ротора выбирается меньшей, чем в многополюсных машинах.

При условии одинаковой вентиляции и одинакового заполнения пространства изоляцией (по тангенциальному направлению) зависимость по-

люсного деления τ от $\sqrt[3]{\frac{N_{si}}{f_1 p\lambda}}$ изображается прямой линией (см. раздел IIL2b тома II). При постоянной частоте сети удобнее выражать полюсное деление τ в функции величины $\sqrt[3]{\frac{N_{si}}{2p\lambda}}$ и представлять эту зависимость в следующем виде:

$$\tau = a + b\sqrt[3]{\frac{N_{si}}{2p\lambda}}. \qquad (563a)$$

Решая это уравнение относительно $\frac{N_{si}}{2p\lambda}$ и подставив найденное значение в ур. (562), получим

$$\sigma_s = \frac{1}{2f_1 b^3}\left(1 - \frac{a}{\tau}\right)^3. \qquad (563b)$$

При частоте сети, равной 50 Hz, и относительно низком напряжении для весьма сильно нагруженных электрически и магнитно индукционных машин

для

$$p = 1 \quad a \approx 2 \text{ cm},$$

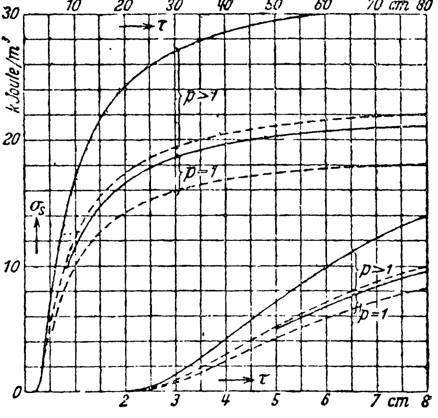
$$b \approx 0{,}76 \frac{\text{cm}}{\text{W}^{\frac{1}{3}}}, \qquad (564a \text{ и } b)$$

для

$$p > 1 \quad a \approx 2 \text{ cm},$$

$$b \approx 0{,}67 \frac{\text{cm}}{\text{W}^{\frac{1}{3}}}. \qquad (564c \text{ и } d)$$

Отсюда по ур. (563а) определяем полюсное деление τ в cm и по ур. (563b) удельное окружное усилие σ_s в $\frac{\text{J}}{\text{cm}^3} = 10\,\frac{\text{kJ}}{\text{m}^3}$.



Фиг. 261. σ_s в функции полюсного деления; ——— для значений по ур. (564 a — d), — — — — по ур. (565 a — d).

На фиг. 261 сплошными кривыми показаны полученные по этим данным значения среднего кажущегося окружного усилия. Однако при этих значениях нельзя получить (до полюсного деления $\tau = 20$ cm) указанные в ОСТ 7341 величины коэфициентов полезного действия и коэфициентов мощности, так как указания ОСТ относятся к не особенно сильно вентилируемым машинам. Поэтому чтобы удовлетворить требованиям ОСТ, приходится размеры машин несколько увеличивать. Полюсное деление можно тогда определять по ур. (563а), пользуясь следующими значениями:

для

$$p = 1 \quad a \approx 2 \text{ cm}, \quad b \approx 0{,}80 \frac{\text{cm}}{\text{W}^{\frac{1}{3}}}, \qquad (565a \text{ и } b)$$

для

$$p > 1 \quad a \approx 2 \text{ cm}, \quad b \approx 0{,}75 \frac{\text{cm}}{W^{\frac{1}{3}}}. \qquad (565\text{c и d})$$

Для этого случая значения σ_s показаны на фиг. 261 пунктиром.

Кривые фиг. 261 и значения a и b, определяемые ур. (564a—d) и (565a—d), справедливы для короткозамкнутых роторов всех типов, а для роторов с кольцами за исключением двухполюсных машин мощностью ниже 25 kW и четырехполюсных машин мощностью ниже 10 kW, которые вследствие необходимости иметь относительно большое пространство для размещения колец, должны иметь и несколько большие общие размеры. Для машин высокого напряжения размеры также должны быть больше, смотря по величине напряжения.

Для однофазных машин полюсное деление можно определять по тем же формулам, если для N_{si} взять величину, приблизительно в 1,7 раз превышающую внутреннюю кажущуюся мощность однофазной машины.

b) Величины N_{si} и λ. Внутренняя кажущаяся мощность

$$N_{si} = m_1 E_1 I_1, \qquad (566\text{a})$$

где E_1 — напряжение, индуктируемое основной гармоникой поля в воздушном зазоре в одной фазе первичной обмотки, определяемое из диаграммы напряжений (фиг. 14). Приближенно его можно считать равным

$$E_1 \approx U_1 - (R_1 |\cos\varphi_N| + X_1 |\sin\varphi_N|) I_1. \qquad (566\text{b})$$

Для двигательного режима

$$N_{si} = \frac{E_1}{U_1} \frac{N'_N}{\eta |\cos\varphi_N|}, \qquad (566)$$

где N'_N — номинальная мощность на валу, η — коэфициент полезного действия и $\cos\varphi_N$ — коэфициент мощности при номинальном режиме. В среднем для двигателей средней мощности $\frac{E_1}{U_1} \approx 0{,}95$. Коэфициенты полезного действия и коэфициенты мощности для двигателей с короткозамкнутым ротором стандартизованы (ОСТ 7340 и ОСТ 7341), для других же двигателей их можно взять из каталогов.

Отношение λ согласно ур. (562a) при обычных конструкциях индукционных двигателей растет с увеличением числа полюсов, хотя и не в такой степени, как у синхронных машин (раздел IIL2 тома II). Для двухполюсных двигателей λ лежит приблизительно в пределах от 0,6 до 1, а для многополюсных двигателей можно с большой степенью точности полагать

$$\lambda \approx \sqrt[3]{p}. \qquad (567)$$

Малые полюсные деления, как правило, удешевляют машину, но зато ухудшают коэфициент мощности и отчасти коэфициент полезного действия.

c) Магнитные и электрические нагруженности. Определив основные размеры, находим по ур. (562) среднее кажущееся удельное окруж-

ное усилие σ_s. Согласно ур. (553) тома II оно определяет произведение линейной нагрузки и амплитуды индукции в воздушном зазоре

$$AB_1 = 1{,}41 \cdot 10^5 \frac{\sigma_s}{\xi_1} \sim \frac{\text{A}}{\text{cm}} \cdot \text{G}, \qquad (568)$$

где ξ_1 — обмоточный коэфициент статорной обмотки. Величина σ_s, входящая в ур. (568), должна быть выражена в $\frac{\text{kJ}}{\text{m}^3}$. Это произведение нужно разложить на отдельные множители A и B_1, причем необходимо принимать во внимание величину коэфициента мощности и перегрузочную способность. Большая перегрузочная способность требует высоких значений β_1, но при этом уменьшается вследствие большого намагничивающего тока коэфициент мощности. При сильно нагруженных в магнитном отношении машинах индукция B_1 лежит в пределах от 7000 до 9000 G.

Для выбора магнитных нагруженностей железа сохраняют силу примерно те же соображения, что и приведенные в разделе III F2b тома I и в разделе IIL3b тома II.

Кажущиеся индукции в различных частях машины можно брать примерно равными следующим значениям:

Спинка статора	13—15 000 G	(569)
Зубцы статора, максимальная амплитуда ($B'_{Z\max}$)	16—21 000 „	
„ „ амплитуда в середине зубца (B'_{ZM})	14—17 000 „	
Спинка ротора	10—16 000 „	
Зубцы ротора, максимальная амплитуда ($B'_{Z\max}$)	17—22 000 „	
„ „ амплитуда в середине зубца (B'_{ZM})	15—17 500 „	

Максимальные значения не учитывают небольших сужений сечения, если они занимают очень небольшую длину (например, пазы для клиньев в форме ласточкина хвоста). Роторные индукции могут быть выбраны несколько большими, чем статорные, так как они влияют лишь на величину намагничивающего тока, но не на потери в железе. Верхние пределы для $B'_{Z\max}$ имеют силу при параллельности стенок паза. В случае совершенно открытых пазов не рекомендуется брать верхние пределы указанных выше значений индукции.

Допускаемые плотности тока у новейших хорошо использованных машин лежат приблизительно в следующих пределах:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Статорная обмотка,}\ 4\,\frac{\text{A}}{\text{mm}^2} \leq G_1 \leq 7\,\frac{\text{A}}{\text{mm}^2}\,. \\ &\text{Роторная обмотка}\ \ 5\,\frac{\text{A}}{\text{mm}^2} \leq G_2 \leq 8\,\frac{\text{A}}{\text{mm}^2}\,, \end{aligned}\right\} \qquad (570)$$

причем более высокие значения относятся к меньшим машинам. Для роторов в виде беличьей клетки с неизолированными стержнями плотность тока в стержнях можно брать еще выше. Величина произведения зи плот-

ности тока на линейную нагрузку (см. раздел IIЕ3 тома I) в среднем для ротора и статора лежит в пределах

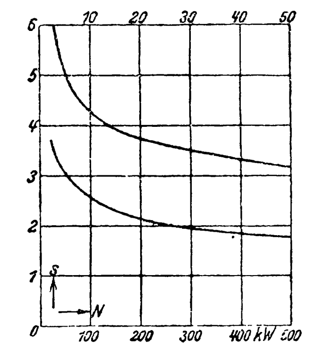
$$1000\,\frac{A}{mm^2}\cdot\frac{A}{cm}\leqslant GA\leqslant 2\,200\,\frac{A}{mm^2}\cdot\frac{A}{cm}. \qquad (571)$$

Верхний предел относится к очень хорошо вентилируемым машинам.

d) Воздушный зазор. С точки зрения возможного уменьшения намагничивающего тока и получения высокого коэфициента мощности воздушный зазор должен быть взят возможно малым. Наименьшей технически выполнимой длиной воздушного зазора можно считать 0,2 mm, наибольший же воздушный зазор при числе пар полюсов до 5 составляет примерно 2,5 mm. Для тяжелых приводов длину воздушного зазора увеличивают приблизительно на 60%. У машин очень большого диаметра и с очень большим числом пар полюсов длину воздушного зазора нужно устанавливать с точки зрения прогиба корпуса (см. раздел II L 7 a тома II). Отношение $\frac{\delta}{D}$ воздушного зазора к диаметру расточки статора должно в этом случае во избежание слишком тяжелых корпусов иметь, по крайней мере, величину 0,001.

2. Перегрузочная способность и скольжение

По ОСТ 7341 перегрузочная способность (отношение опрокидывающего момента к номинальному) устанавливается: для двигателей с синхронным числом оборотов 1 500 и 1 000 не меньше 1,8, для двигателей с синхронным числом оборотов 750 не меньше 1,6.



Фиг. 262. Скольжение s для четырехполюсных машин при номинальной нагрузке в функции мощности. $\varepsilon \approx 5s$.

Перегрузочная способность в основном определяется относительным падением напряжения от рассеяния при номинальном режиме

$$\varepsilon_b = \frac{X_\sigma I'_{2N}}{U_D} = \frac{\overline{0'a}}{\overline{0'0''}}, \qquad (572a)$$

где точка a соответствует на упрощенной диаграмме (фиг. 18) номинальному режиму. Легко прикинуть, какое относительное падение напряжения должно соответствовать желаемой перегрузочной способности.

При номинальном режиме отрезок $\overline{0'a}$ ненамного больше длины перпендикуляра из точки a на $\overline{0'0''}$ (фиг. 18). Таким образом $\frac{\overline{0'0''}}{\overline{0'a}} \approx$ $\approx 2\ddot{u}_0$, где $\ddot{u}_0$ — перегрузочная способность при $R_1 = 0$. Отсюда падение напряжения при номинальном режиме

$$\varepsilon_b \approx \frac{1}{2}\,\ddot{u}_0. \qquad (572)$$

Перегрузочную способность с учетом R_1 можно определить по ур. (63a), если знать или взять приближенно на-глаз входящие в него вели-

чины s_N, $s_K = \frac{\varepsilon R_2'}{R_1}$ и ε. На фиг. 262 приведены средние значения номинального скольжения s_N в функции мощности для четырехполюсных хорошо использованных двигателей, предназначенных для длительной работы. Величину ε [ур. (62b)] можно приблизительно считать равной $\varepsilon \approx \approx 5s_N$. Как правило, значения s_N при $p = 1$ несколько меньше, а при $p > 2$ — несколько больше, чем при $p = 2$.

3. Статор и ротор

а) Конструкция. Конструкция статора в основном такова же, как и у синхронной машины (раздел II L4a тома II), а конструкция ротора примерно аналогична конструкции якоря машины постоянного тока (раздел III F4a тома I). Поэтому на конструктивном выполнении индукционных машин мы здесь останавливаться не будем, тем более, что детали этой конструкции были приведены уже на фиг. 79 тома I.

Машины с кольцами имеют часто приспособление, позволяющее по окончании пуска замкнуть кольца накоротко и приподнять щетки. Это предохраняет щетки от быстрого истирания и, кроме того, повышает коэфициент полезного действия при нагрузке.

Следует еще упомянуть о том, что корпуса, а у больших машин и втулки ротора часто изготовляют в настоящее время из профильной и листовой стали путем сварки.

b) Пазы и их изоляция. У малых и средних машин статор для получения возможно малого намагничивающего тока выполняется обычно с полузакрытыми пазами. Пазы машин высокого напряжения устраивают обычно открытыми для возможности укладывания в них готовых, заранее изготовленных катушек. У машин с малым диаметром расточки статора зубцы выполняют обычно с параллельными стенками, при которых пазы получают трапецоидальную форму (фиг. 110, *a*), так как обмоточное пространство при этом используется лучше.

Число пазов на полюс и фазу q_1 с точки зрения малого рассеяния воздушного зазора берется равным 2 лишь у небольших машин, а вообще оно всегда больше 2.

Зубцовое деление лежит приблизительно в пределах $0{,}6\ \text{cm} \leqslant t_1 \leqslant 4\ \text{cm}$, причем бо́льшие значения относятся к большим полюсным делениям и к машинам высокого напряжения.

При параллельных стенках паза наибольшая индукция в зубце статора имеет место у выточки, и поэтому ширину паза у выточки можно в этом случае определять по формуле [см. ур. (561) тома II]

$$a = \left[1 - \frac{l_i}{k_E l} \frac{B_L}{B'_{Z\max}}\right] t_1, \tag{573}$$

где $k_E l$ — полная чистая длина железа в осевом направлении; B_L — индукция в воздушном зазоре под серединой полюса ($B_L < B_1$ согласно разделу E2) и $B'_{Z\max}$ — принятое по табл. (569) максимальное значение индукции в зубцах.

Глубина паза лежит приблизительно в границах $1\ \text{cm} \leqslant h_1 \leqslant 7\ \text{cm}$.

У машин низкого напряжения изоляция паза состоит обычно из прессшпана или микафолия, а клин изготовляется из твердого дерева. Односторонняя общая толщина изоляции паза достигает значения 0,6 — 0,8 mm для обмоток, изготовляемых путем проталкивания через прорез паза („Якорные обмотки", раздел 40 и 41). При „прошивании" обмотки применяют закрытые изолирующие гильзы (с толщиной стенки до 1 mm при низком напряжении), причем обычно без клиньев. При высоком напряжении изоляция может выбираться так же, как и в случае синхронных машин (см. „Якорные обмотки", раздел 41). Для обмоток с теплоустойчивой изоляцией проводников (например, из асбеста) изоляция паза часто состоит из слюды и тогда вследствие большей электрической и механической прочности может быть взята более тонкой.

Вычертив паз с изоляцией и проводники, можно определить все размеры паза.

Роторы с кольцами, как правило, выполняются с полузакрытыми пазами. Пазы небольших машин делаются трапецоидальными (фиг. 112, *a*).

Число пазов на полюс и фазу в роторе q_2 во избежание явления „прилипания" при пуске в ход, вызванного появлением синхронных моментов (раздел H3), никогда не берется равным q_1. Обычно q_2 на 1 больше q_1.

Зубцовое деление ротора t_2 определяется принятым значением q_2 и при стержневых обмотках может быть взято значительно меньшим, чем при катушечных. Для расчета следовало бы, строго говоря, относить t_2 к диаметру расточки статора, а не к диаметру ротора, но практически разницей можно пренебречь.

Глубина паза лежит приблизительно в пределах 1,5 cm $\leqslant h_2 \leqslant$ 5 cm. Взяв на-глаз глубину паза и приняв величину максимального значения индукции в зубцах табл. (569), получим следующее выражение для ширины зубца у основания паза:

$$a = \left[1 - \frac{2h_2}{D} - \frac{l_i}{k_E l} \frac{B_L}{B_{Z_{\max}}}\right] t_2. \qquad (574)$$

Роторы в виде беличьей клетки в большинстве случаев выполняются с круглыми и для уничтожения добавочных потерь в железе (в особенности при открытых пазах ротора) с совершенно закрытыми пазами. Высоту мостика h_4 (фиг. 114) берут в пределах от 0,3 до 0,5 mm. Глубокие пазы выполняются открытыми, а у двигателей с двойной клеткой пазы делают полузакрытыми.

Число стержней для получения бесшумного хода и малых моментов от высших гармоник, особенно у роторов с простой клеткой, нужно выбирать по данным раздела H5. В большинстве случаев пазы ротора скашивают относительно пазов статора (см. разделы F1b и H2e).

c) Обмотки. Статорная обмотка в большинстве случаев выполняется либо в виде двухэтажной, либо в виде двухслойной обмотки. Последнюю следует особенно предпочесть при открытых пазах, причем отношение ширины катушки к полюсному делению берут приблизительно равным 0,8 (фиг. 101, *a*).

Средняя длина проводника для катушечной обмотки (см. стр. 473 тома II) может быть принята приблизительно равной

$$l_m \approx l_A + 4U_N + 2W \text{ cm}. \tag{575}$$

Здесь l_A — длина статора в cm; U_N — номинальное напряжение в kV и W — ширина катушки в cm, измеренная на внутренней поверхности статора.

Для напряжений до 500 V вместо $4U_N$ нужно брать 1 cm. У стержневых обмоток к средней длине проводника, найденной по ур. (575), нужно прибавлять еще от 5 до 10 cm в зависимости от величины машины.

Относительно выполнения эвольвентных обмоток см. раздел III.6 тома II. Обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу следует по возможности избегать. Их следует выполнять лишь в том случае, когда не нужно заботиться о бесшумности хода и высоком коэфициенте мощности.

Число последовательно соединенных витков одной фазы равно

$$w_1 = \frac{\pi D A}{2m_1 I_N}, \tag{576a}$$

где D — диаметр расточки статора в cm; A — линейная нагрузка в $\frac{\text{A}}{\text{cm}}$; m_1 — число фаз обмотки и I_N — номинальный фазовый ток в A. Линейная нагрузка определяется путем деления произведения AB_1 [ур. (568)] на принятое значение индукции B_1 (раздел c). Число проводников в пазу равно $s = \frac{w_1}{pq_1}$. У больших машин с малым числом проводников в пазу можно для получения желаемой амплитуды индукции B_1 выполнять отдельные катушки в катушечной группе с разными числами проводников, различающимися на единицу. Плотность тока G_1 выбирают по ур. (570), учитывая ур. (571), после чего определяют необходимое сечение проводника $q = \frac{I_N}{G_1}$. В машинах средней мощности это сечение подразделяют на 2—3 части путем устройства параллельных ветвей для возможности выполнения обмотки из круглой проволоки, легче закладываемой в пазы. Сопротивление одной фазы обмотки

$$R_1 = \varrho \frac{2l_m w_1}{q_1}, \tag{576b}$$

где для меди при 20° C $\varrho = 0{,}01785 \frac{\Omega \text{mm}^2}{\text{m}}$, а при 75° C $\varrho = 0{,}0216 \frac{\Omega \text{mm}^2}{\text{m}}$ (см. раздел III.1 тома I).

Обмотки роторов с кольцами при малых мощностях выполняются в виде катушечных двухслойных обмоток, а при больших мощностях — в виде стержневых двухслойных обмоток („Якорные обмотки“, раздел 32B). Обмоток с дробным числом пазов на полюс и фазу следует избегать.

Средняя длина проводника для катушечных роторных обмоток может быть принята равной

$$l_m \approx l_A + 1{,}5\,\tau. \qquad (577)$$

Вследствие малого значения напряжения ротора она практически от напряжения не зависит и может быть взята значительно меньшей, чем у статорной обмотки, так как у небольших машин, для которых и применяется катушечная обмотка, лобовые соединения ротора выходят значительно короче, чем у статора.

Средняя длина проводника стержневых обмоток может быть найдена, как указано в разделе 19D книги „Якорные обмотки".

d) Размеры стержней обмоток в виде беличьей клетки. Согласно ур. (30a и b) при $m_2 = N_2$ (число стержней ротора) ток в стержне при номинальном режиме равен

$$I_{2N} = \frac{N_{мех}}{(1 - s_N)\,UN_2}\,. \qquad (578a)$$

Согласно фиг. 15, *a* для обмоток в виде беличьей клетки

$$U = E_2 \cos\psi_2 = \frac{\chi_2 E_1 \cos\psi_2}{2w_1\xi_1} \approx \frac{E_1}{2w_1\xi_1}\,, \qquad (578b)$$

так как $\cos\psi_2 \approx 1$ [1], а коэфициент скоса пазов для основной гармоники $\chi_2 \approx 1$.

Тогда

$$I_{2N} = \frac{2w_1\xi_1 N_{мех}}{(1 - s_N)\,\chi_2 E_1 \cos\psi_2 N_2} \approx \frac{2w_1\xi_1 N_{мех}}{(1 - s_N)\,E_1 N_2}\,. \qquad (578)$$

Активное сопротивление одной фазы согласно ур. (30b)

$$R_2 = \frac{s_N U}{I_{2N}} = \frac{s_N(1 - s_N)\,\chi_2^2 E_1^2 \cos^2\psi_2 N_2}{4w_1^2\xi_1^2 N_{мех}} \approx$$

$$\approx \frac{s_N(1 - s_N)\,E_1^2 N_2}{4w_1^2\xi_1^2 N_{мех}}\,. \qquad (580)$$

---

[1] По фиг. 15,*a*

$$\cos^2\psi_2 = 1 - \left(X_{2\sigma}\frac{I_{2N}}{E_2}\right)^2 = 1 - \left(X'_{2\sigma}\frac{I'_{2N}}{E_1}\right)^2. \qquad (579)$$

Согласно ур. (572) $X_\sigma \frac{I'_{2N}}{U_D} \approx \frac{1}{2}\,\ddot{u}_0$. Для обмотки в виде беличьей клетки $X'_{2\sigma} \approx \frac{X_\sigma}{4}$.

Кроме того, $U_D \approx E_1$. Поэтому

$$\cos^2\psi_2 = 0{,}9975 \qquad (579a)$$

и

$$\cos\psi_2 \approx 1. \qquad (579b)$$

Если величина номинального скольжения заранее не предписана и не взята преположительно по фиг. 262, то можно, если заданы перегрузочная способность $\ddot{u}$ и опрокидывающее скольжение s_K, определить s_N из ур. (63b). Опрокидывающее скольжение получается из ур. (60a) по R_2', R_1 и X_σ или из ур. (62b). Величину ε [ур. (62b)], если статорная обмотка ещё окончательно не спроектирована, можно принять равной $5s_N$. Если предписано значение относительного начального момента, то опрокидывающее скольжение определяется по ур. (67b) и (67a).

Для определения сечений стержней и колец нужно задаться отношением v плотностей тока в кольце и в стержне. Тогда согласно ур. (158) сечение кольца

$$q_R = \frac{q_S}{v}\,\frac{I_R}{I_{2N}} = \frac{q_S}{2v\sin\frac{p\pi}{N_2}}, \qquad (581a)$$

где q_S — сечение стержня, а I_R — ток в кольце.

Таким образом согласно ур. (159')

$$R_2 = \frac{\varrho l_S}{q_S} + \frac{\varrho\pi D_R}{2q_R N_2\sin^2\frac{p\pi}{N_2}} = \frac{\varrho}{q_S}\left(l_S + \frac{\pi D_R v}{N_2\sin\frac{p\pi}{N_2}}\right), \qquad (581)$$

где D_R — диаметр кольца. Из последнего уравнения находим

$$q_S = \frac{\varrho}{R_2}\left(l_S + \frac{\pi D_R v}{N_2\sin\frac{p\pi}{N_2}}\right). \qquad (581b)$$

Для того чтобы не вводить добавочного активного сопротивления при переходе тока в кольцо вследствие внезапного изменения сечения, осевой размер сечения кольца должен быть достаточно велик по сравнению с радиальным [Л. 56a].

4. Пример расчета

В качестве примера произведем расчет индукционного двигателя с короткозамкнутым ротором мощностью $N_N' = 10$ kW при номинальном напряжении $U_N = 220$ V, соединении обмотки статора в треугольник и синхронном числе оборотов $n_1 = 1\,500$ об/мин, соответственно $p = 2$ при $f_1 = 50$ Hz. Основной расчет произведем для ротора в виде простой клетки, причем выясним влияние открытых пазов статора и укорочения шага статорной обмотки, а также влияние скоса пазов. В конце примера сделаем пересчет на ротор с двойной клеткой.

а) Основные размеры. Примем $\eta = 0{,}875$ и $\cos\varphi' = 0{,}87$ [Р. 28]. Тогда согласно ур. (566) при $\frac{E_1}{U_1} \approx 0{,}95$

$$N_{si} = 12\,500 \text{ W}.$$

По приближенному ур. (567) получаем отношение

$$\lambda = \frac{l_i}{\tau} = 1{,}26.$$

Тогда при сильной вентиляции согласно ур. (563a) и (564c и d)

$$\tau = 2 + 0{,}67 \quad 13{,}5 = 11{,}05 \text{ cm};$$

$$l_i = 13{,}9 \text{ cm};$$

$$D = 14{,}1 \text{ cm},$$

или при менее использованной машине [ур. (563a) и (565c и d)]

$$\tau = 2 + 0{,}75 \cdot 13{,}5 = 12{,}1 \text{ cm};$$

$$l_i = 15{,}2 \text{ cm},$$

$$D = 15{,}4 \text{ cm}.$$

Для того чтобы сохранить значения коэфициента полезного действия и коэфициента мощности, принятые нами в начале расчета, возьмем диаметр расточки статора $D = 15$ cm. Вентиляцию устраиваем аксиальной, и тогда радиальных каналов не будет. Длину ротора примем равной $l_L = 14$ cm, а длину статора l_{St} возьмем на 0,4 cm больше, чтобы по возможности избавиться от вихревых токов на лобовых поверхностях статора (см. раздел IIG2d тома I). Теоретическая длина l_i определится тогда на основании фиг. 181 и ур. (244) тома I. Длину воздушного зазора примем равной $\delta = 0{,}4$ mm [P. 29]. Таким образом мы получили следующие основные размеры нашего двигателя и среднее кажущееся удельное окружное усилие σ_s:

$D = 15$ cm;	$l_L = 14{,}0$ cm;
$\tau = 11{,}8$ cm;	$l_i = 14{,}1$ cm;
$\delta = 0{,}04$ cm;	$\lambda = 1{,}195$;
$l_{St} = 14{,}4$ cm;	$\sigma_s = 15{,}9 \dfrac{\text{kJ}}{\text{m}^3}$.

b) Статор с полузакрытыми пазами Согласно ур. (568) произведение $AB_1 = 23{,}35 \cdot 10^5 \dfrac{\text{A}}{\text{cm}}$ G. Примем по разделу 1c $B_1 \approx 8\,000$ G, тогда $A = 292 \dfrac{\text{A}}{\text{cm}}$.

При фазовом токе

$$I_N = \frac{N_N'}{3U_1\,\eta\cos\varphi_N'} = 20 \text{ A}$$

мы находим по ур. (576a) число последовательно соединенных витков одной фазы

$$w_1 = 115.$$

Взяв двухэтажную обмотку с $q = 3$ пазам на полюс и фазу ($\xi_1 = 0{,}960$), получим число проводников в пазу

$$s = \frac{w_1}{pq} = 19{,}2.$$

Возьмем $s = 19$, и тогда

$$w_1 = 114;$$

$$A = 289\ \frac{\text{A}}{\text{cm}};$$

$$B_1 = 8\,200\ \text{G}.$$

При плотности тока $G \approx 5{,}5 \frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$ получается сечение проводника $q = 3{,}64$ mm². Для того чтобы при полузакрытых пазах иметь возможность закладывать проводники через щель паза, возьмем 3 параллельных ветви. Тогда в каждом пазу будет $3 \cdot 19 = 57$ проводников диаметром 1,25 mm, а с изоляцией 1,4 mm. Среднюю длину проводника и сопротивление обмотки определяем по ур. (575) и (576b).

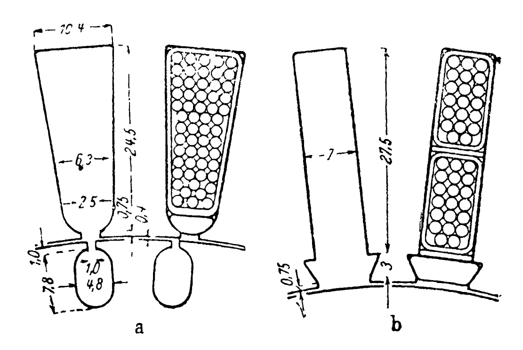
Тогда

$$q = 3{,}69\ \text{mm}^2;$$

$$G_1 = 5{,}42\ \frac{\text{A}}{\text{mm}^2};$$

$$l_m = 0{,}390\ \text{m};$$

$$R_{1,75^\circ} = 0{,}520\ \Omega.$$



Фиг. 263. Зубцы, пазы и расположение проводников.

Зубцы устраиваем с параллельными стенками, чтобы получить возможно большее обмоточное пространство. Если взять индукцию в зубцах $B_Z' \approx 16\,000$ G, то при зубцовом делении $t_1 = 1{,}31$ cm и принимаемом предварительно значении индукции в воздушном зазоре $B_L \approx 0{,}9B_1 = 7\,400$ G согласно ур. (252) тома I толщина зубца $c \approx 0{,}68$ cm. Вычертив паз, получаем все его размеры (фиг. 263, *a*), причем окончательно принимаем $c = 0{,}69$ cm. На той же фиг. 263, *a* показано и расположение проводников.

Для спинки статора принимаем индукцию $B_{A1} \approx 15\,000$ G. Поток в спинке

$$\Phi \approx \frac{\tau l_i B_1}{\pi} = 0{,}435 \cdot 10^6\ \text{M},$$

откуда сечение спинки получается равным 29 cm², а радиальная высота $r_1 = 2{,}24$ cm. Тогда статор будет иметь внешний диаметр, равный 24,53 cm, который мы округляем до 25 cm, так что высота спинки составит $r_1 = 2{,}475$ cm.

с) Статор с совершенно открытыми пазами. Обмотка статора выполнена с укороченным шагом. Совершенно открытые пазы имеют то преимущество, что катушки перед вкладыванием в пазы могут быть уже полностью изолированы. Поэтому такие пазы применяют обычно для машин высокого напряжения. Обмотка статора выполняется при открытых пазах обычно двухслойной с укороченным шагом. При этом, конечно, пазы должны иметь параллельные стенки. Возьмем укорочение

шага обмотки ε равным двум зубцовым делениям, т. е. примем $\frac{W}{\tau} = \frac{7}{9} = 0{,}78$. Тогда согласно ур. (196) и (196а и b) обмоточный коэфициент $\xi_1 = 0{,}902$.

При той же величине основной гармоники индукции в воздушном зазоре, что и в разделе b нужно число проводников в пазу увеличить в отношении обмоточных коэфициентов. Тогда

$s = 19 \frac{0{,}960}{0{,}902} = 20{,}2 \approx 20$, и мы получаем $w_1 = 120$; $A = 306 \frac{\text{A}}{\text{cm}}$; $B_1 = 8\,230$ G.

Допуская ту же плотность тока, что и в разделе b, получаем диаметр провода без изоляции, равный 2,2 mm. Для лучшего использования паза берем 2 параллельные ветви, и тогда проводники будут иметь диаметр 1,55 mm, а с изоляцией 1,70 mm, что дает возможность расположить в пазу 3 проводника рядом. Среднюю длину проводника снова определяем по ур. (575).

Таким образом

$$q = 3{,}78 \text{ mm}^2; \qquad l_m = 0{,}338 \text{ m};$$

$$G_1 = 5{,}3 \frac{\text{A}}{\text{mm}^2}; \qquad R_{1{,}75^\circ} = 0{,}464\ \Omega.$$

Размеры паза и расположение проводников показаны на фиг. 263, *b*. Наибольшее значение кажущейся индукции в зубце (у головки зубца, так как сужение зубца не принимаем во внимание) составляет $B'_{Zh} = 18\,250$ G, а наименьшее (у основания зубца) — $B'_{Z_0} = 9\,600$ G. Принимая индукцию в спинке статора такой же, как в разделе b, получаем внешний диаметр статора равным 26,2 cm.

d) Ротор. При последующих расчетах мы для полузакрытых пазов статора возьмем два варианта, а именно нескошенные пазы ротора и скошенные на одно зубцовое деление статора, т. е. на $t_1 = 1{,}31$ cm. В обоих случаях число пазов ротора согласно разделу H5 примем равным $N_2 = 42$, что дает зубцовое деление ротора $t_2 = 1{,}115$ cm. Коэфициент скоса пазов согласно ур. (206) равен $\chi_2 = 0{,}995$. Значения, относящиеся к ротору со скошенными пазами, будем помещать в круглые скобки, поскольку они отличаются от значений для нескошенных пазов. В квадратные скобки мы заключаем значения, относящиеся к статору с открытыми пазами при скошенных пазах ротора, поскольку они отличаются от значений для полузакрытых пазов.

По фиг. 262 можно для данного случая принять скольжение $s \approx 4\%$. Тогда согласно ур. (580) сопротивление одной фазы ротора должно быть равно

$$R_2 = 1{,}4 \cdot 10^{-4}\ \Omega.$$

Если плотность тока в кольцах взять в два раза меньшей, чем в стержнях ($v = 0{,}5$), то согласно ур. (581b) сечение стержня получается равным $q_S = 28{,}7$ mm², а сечение кольца $q_R = 195$ mm². Так как круглые стержни дали бы очень большую индукцию в зубцах, то мы выбираем про-

фильное сечение шириной 4,5 mm и высотой 7,5 mm, закругленное по краям (фиг. 263, *a*). Сечение кольца берем прямоугольным 10×18,5 mm. Тогда

$$q_S = 29{,}4\ \text{mm}^2;$$

$$q_R = 185\ \text{mm}^2;$$

$$R_{S,75^\circ} = 1{,}102 \cdot 10^{-4}\ \Omega;$$

$$R_{R,75^\circ} = 0{,}271 \cdot 10^{-4}\ \Omega;$$

$$R_{2,75^\circ} = 1{,}373 \cdot 10^{-4}\ \Omega,$$

и согласно ур. (170)

$$\varrho = 3{,}42 \cdot 10^3\ (3{,}46 \cdot 10^3)\ [3{,}39 \cdot 10^3];$$

$$R'_{2,75^\circ} = 0{,}470\ (0{,}476)\ [0{,}463]\ \Omega.$$

Ток в стержне и ток в кольце определяются по ур. (578), ток, приведенный к обмотке статора, — по ур. (166) и номинальное скольжение — по ур. (580). Таким образом

$$I_S = 273\ (274)\ [272]\ \text{A};$$

$$I_R = 916\ (921)\ [913]\ \text{A};$$

$$G_S \approx 9{,}3 \frac{\text{A}}{\text{mm}^2};$$

$$G_R \approx 4{,}95 \frac{\text{A}}{\text{mm}^2};$$

$$I'_{2N} = I'_S = 17{,}48\ (17{,}55)\ [17{,}40]\ \text{A};$$

$$s_N = 0{,}0393\ (0{,}0398)\ [0{,}0394].$$

Диаметр шейки вала берем согласно ур. (311) тома I равным $d = 4{,}2$ cm. Взяв диаметр вала внутри пакета равным 4,5 cm и разместив 9 вентиляционных каналов, диаметром 1,5 каждый, получим высоту спинки ротора, равную 2,3 cm.

е) Намагничивающий ток. При определении намагничивающего тока мы предположим сперва, что обмотка статора при тех же магнитных нагруженностях соединена в звезду. По ур. (238а) и (238) тома I коэфициент Картера равен $k_C = 1{,}119 \cdot 1{,}030 = 1{,}151$ [1,800]. С помощью кривой намагничивания для обычной электротехнической стали по фиг. 87 тома II строим на основании раздела E2f кривую $b_L = f(2V_V)$ и согласно фиг. 89 получаем распределительное напряжение $2V_V = 760$ [1140] A и третью гармонику индукции в воздушном зазоре $B_3 = 850$ [650] G. По ур. (504a и b) находим определяющий напряжение спинки поток $\Phi = \Phi_1 + \Phi_3 = 0{,}89 \cdot 10^6$ M. Отсюда получается индукция в спинке статора $B_{A1} = 13\,900$ G, и соответствующая напряженность поля (по фиг. 87 тома II) $H_{A1} = 12 \frac{\text{A}}{\text{cm}}$. Напряжение спинки определяем по ур. (113) тома II, где коэфициент k'_{A1} по фиг. 55

и 58 тома II при $\frac{r_1}{\tau_1'} \approx \frac{2,475}{15,8} = 0,156$. Тогда для $p = 1$ коэфициент $k'_{A_1} = 0,5 \ldots 0,55$. Согласно фиг. 163 тома I k_A для $p = 2$ приблизительно на $8^0/_0$ меньше, чем для $p = 1$, поэтому берем $k'_{A_1} \approx 0,48$ и получаем $V_{A_1} \approx 0,48 \cdot 12 \cdot 15,8 = 92$ A. Соответственным образом находим для ротора: $B_{A_2} = 15\,320$ G, $H_{A_2} = 23 \frac{\text{A}}{\text{cm}}$, $\frac{r_2}{\tau_2'} \approx 0,22$, $k'_{A_2} \approx 0,271$ и $V_{A_2} \approx 65$ A. Тогда общий полный ток на одну цепь согласно фиг. 89 равен

$$\Theta \approx 760 + 92 + 65 = 917\,[1\,297]\ \text{A},$$

и согласно ур. (195) эффективное значение основной гармоники намагничивающего тока при соединении звездой равно

$$I_{1\mu\curlywedge} = 6,22\,[8,88]\ \text{A}.$$

Для определения эффективного значения основной гармоники намагничивающего тока при соединении треугольником мы можем (раздел E 2c) воспользоваться кривыми, показанными на фиг. 85 и 84, *a*. При этом мы получили бы при отношении

$$\gamma = \frac{V_Z}{V_L + \frac{1}{2} V_A} = 0,314\,[0,147]:$$

$$\frac{I_{1\mu\Delta}}{I_{1\mu\curlywedge}} = 1,018\,[1,000]$$

и

$$\frac{I_{\mu\Delta}}{I_{1\mu\Delta}} = 1,020\,[1,000].$$

Однако при пользовании кривыми фиг. 85 и 84, *a* нужно иметь в виду, что они получены при условии $V_A = 0$, и предположено, что кривая $b_L = f(V_{Ax})$ является прямой, т. е. напряжение спинки аналогично увеличению воздушного зазора. Согласно фиг. 68 *a* тома II такое предположение допустимо лишь для индукций приблизительно до $B_A = 12\,000$ G. При более высоких значениях B_A напряжение спинки действует еще более сглаживающе, чем воздушный зазор, и поэтому при $B_A > 12\,000$ G полученные по фиг. 85 и 84, *a* отношения $\frac{I_{1\mu\Delta}}{I_{1\mu\curlywedge}}$ и $\frac{I_{\mu\Delta}}{I_{1\mu\Delta}}$ являются несколько преувеличенными. Из этих соображений мы при полузакрытых пазах примем приблизительно

$$I_{1\mu\Delta} \approx 1,01\, I_{1\mu\curlywedge} \text{ и } I_{\mu\Delta} \approx 1,01\, I_{1\mu\Delta},$$

т. е.

$$I_{1\mu\Delta} = 6,28\,[8,88]\ \text{A и } I_{\mu\Delta} = 6,35\,[8,88]\ \text{A}.$$

f) Реактивные сопротивления. По ур. (74a)

$$X_{1h} + X_{1\sigma} = \frac{U_1}{I_\mu} = \frac{220}{6,28} = 35\,[24,8]\ \Omega,$$

где для I_μ взято эффективное значение $I_{1\mu\Delta}$ основной гармоники. Величину $X_{1\sigma}$ можно сперва принять приближенно. При перегрузочной способности $\ddot{u} \approx 3$ и $U_D \approx 210\,\mathrm{V}$ согласно ур. (572) и (572а) $X_\sigma \approx 2\ \Omega$. Для короткозамкнутого ротора можно положить $X_{1\sigma} \approx \frac{2X_\sigma}{3} \approx 1{,}3\ \Omega$, и тогда $X_{1h} = 33{,}7\ [23{,}5]\ \Omega$.

Согласно ур. (244) и разделу G1h реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора для статорной обмотки $X_{1o} = \sigma_{1o} X_{1h}\, \Delta_2$. Для нашей обмотки численное значение σ_{1o} по ур. (252а) при $q_1 = 3$ равно $\sigma_{o1} = 0{,}0141$ (для обмотки с укороченным шагом по фиг. 101, a) или точнее по ур. (254) и (250а) при точном значении $\xi_1 = 0{,}90189$ $\sigma_{1o} = 0{,}0116$. Коэфициент уменьшения при $\frac{b}{t_2} = \frac{t_1}{t_2} = 1{,}18$ по фиг. 108 равен $\Delta_2 \approx 0{,}81\,(0{,}84)\,[0{,}87]$. Тогда $X_{1o} = 0{,}385$ (0,399) [0,237] Ω. Реактивное сопротивление рассеяния пазов для статорной обмотки по ур. (275) при $\lambda_{N_1} = 2{,}15\,[1{,}52]$[1] равно $X_{1N} = 0{,}520\ [0{,}406]\ \Omega$.

Общее реактивное сопротивление рассеяния лобовых частей определяется по ур. (279). При плотно прилегающих к телу ротора кольцах оно практически целиком падает на обмотку статора. По эскизу расположения лобовых частей примем этажное деление[2] $\beta_1 \approx 0{,}26$ [0,17], и тогда из табл. 3 на стр. 178 находим для комбинации обмоток $DK\,[E_2K]$ относительный коэфициент магнитной проводимости $\lambda_S'' = 0{,}358\,[0{,}278]$. Коэфициент проводимости λ_s определяем из ур. (285), где согласно фиг. 116, c (кривая II) при $\frac{u_1}{\tau} \approx 0{,}84\,[0{,}69]$ [2] [ур. (280)] $\varkappa = 0{,}91$ [1,00)]. По фиг. 126, a $\varrho = 1{,}00$ [1,05], по фиг. (126, b) при $\frac{s}{\tau} = 0{,}15$ [0,20] $\iota = 0{,}97\,[1{,}00]$ и, наконец, $\sigma = 1$ (по фиг. 127, c при $\frac{W}{\tau} = 0{,}78$ и $\frac{\beta_1}{\tau} = 0{,}2$ величина $\sigma = 0{,}92$). Тогда $\lambda_S = 0{,}316$ [0,270] и $X_S \approx X_{1S} = 0{,}404\ [0{,}298]\ \Omega$. Общее реактивное сопротивление рассеяния статорной обмотки $X_{1\sigma} = 1{,}31$ (1,32) [0,941] Ω, и тогда более точно $X_{1h} = 33{,}7\ [23{,}9]\ \Omega$.

Реактивное сопротивление рассеяния воздушного зазора для роторной обмотки по ур. (244) и (268′) $X'_{2o} = 0{,}00747 \cdot 33{,}7 = 0{,}252$ $(0{,}0179\ 33{,}7 = 0{,}604)\,[0{,}0179 \cdot 23{,}9 = 0{,}428]\ \Omega$. Реактивное сопротивление рассеяния пазов по ур. (278) при $\lambda_{N_2} = 1{,}87$ равно $X'_{2N} = 0{,}356$ (0,360) [0,360] Ω Таким образом

$$X_{1\sigma} = 1{,}31\,(1{,}32)\,[0{,}941]\ \Omega;$$
$$X'_{2\sigma} = 0{,}608\,(0{,}964)\,[0{,}788]\ \Omega;$$
$$X_\sigma = 1{,}92\,(2{,}29)\,[1{,}73]\ \Omega.$$

g) Потери. Потери на трение в подшипниках согласно ур. (312а) тома I при $\frac{l}{d} = 2{,}5$ равны 136 W. Опыт показывает, однако, что для

[1] Для обмотки с укороченным шагом согласно разделу IIMlb тома I $\lambda_{su} = 3{,}10$, $\lambda_{so} = 1{,}21$, $\lambda_g = 1{,}49$, $g = 0{,}6$.

[2] Для τ нужно взять полюсное деление по окружности, проходящей через середины катушечных сторон

хорошо притертых и приработанных подшипников значения потерь на трение получаются при пользовании этим уравнением чрезмерно преувеличенными. Поэтому мы примем потери на трение в подшипниках и вентиляционные равными $Q_{RL} = 250$ W.

Потери в железе от главного потока. Согласно разделу M1b находим величину потерь, вызываемых основной гармоникой Φ_1 потока, равными: в спинке статора 226 [238] W и в зубцах статора 71 [113] W. Потери, вызываемые третьей гармоникой Φ_3, при соединении в треугольник отсутствуют, при соединении же звездой и той же амплитуде Φ_3 они составляли бы всего 1 [4] W. Потерями, вызываемыми главным потоком в роторе, будем вследствие ничтожной частоты пренебрегать. Тогда общие потери в железе, вызванные главным потоком, составят $Q_{E_1} = 297$ [350] W.

Добавочные потери в железе при холостом ходе. Согласно разделу M1c поверхностные потери в статоре составят 7 [9] W, а в роторе 27 [102] W согласно разделу M1d пульсационные потери в статоре равны 1 [2] W, а в роторе 9 [141] W. Потерями, вызываемыми при холостом ходе полными токами пазов, пренебрегаем. Тогда общие потери в железе при холостом ходе $Q'_{Ez} = 44$ [254] W.

Добавочные потери в железе при нагрузке. Согласно разделу M1e поверхностные потери в статоре равны 35 [19] W, в роторе 61 [16] W. Согласно разделу M1f пульсационные потери в статоре равны 4 [180] W, в роторе 38 [9] W. Таким образом общие добавочные потери в железе при нагрузке $Q''_{Ez} = 138$ [224] W.

Основные потери в обмотках согласно разделу M2a для статора составляют 625 [558] W, а для ротора 430 W. Таким образом их сумма равна $Q_1 + Q_2 = 1\,055$ [988] W. При определении потерь в роторе добавочные потери при переходе тока из стержней в кольца (плохая пайка или неблагоприятная форма сечения [Л. 56a]) не учитывались.

Добавочные потери в обмотке ротора. Согласно разделу M2b добавочные джоулевы потери в роторе, вызываемые высшими гармониками статорной обмотки, приняты равными 40 (22) [22] W. При этом предусмотрено влияние вытеснения тока и принято, что отношение k будет таким же, как при прямоугольном сечении проводника одинаковой высоты (0,75 cm).

По фиг. 241, которая пренебрегает вытеснением тока, получилось бы лишь 28 (15) W. Добавочные потери вследствие пульсации потока в зубцах (с учетом вытеснения тока) согласно разделу M2c получаются равными: только от наличия зубцов 2 (0) [0] W и от полных токов пазов статора 10 (0) [0] W. Таким образом полные потери в обмотках составляют $Q_W = 1\,107$ (1 077) [1 010] W.

h) Характеристики двигателя. Диаметр диаграммной окружности согласно ур. (34b) равен $D = 110$ (92) [126] A. По ур. (35) $\varkappa = 18{,}4$ (15,5) [15,2] и по ур. (35a) $|\cos\varphi|_{max} = 0{,}898$ (0,880) [0,876].

Для $Q_R + Q_L + Q_{E_1} + Q'_{Ez} + Q''_{Ez} = 729$ (729) [1 078] W активный ток, соответствующий этим потерям, $I_v = \frac{729}{3 \cdot 220} = 1{,}10$ (1,10) [1,63] A. По этому току и по найденным выше сопротивлениям можно построить круговую диаграмму.

Перегрузочная способность может быть определена из круговой диаграммы или найдена по ур. (63a) при $\varepsilon = 0{,}261$ $(0{,}220)$ $[0{,}261]$ [ур. (62 b)] и $s_K = 0{,}236$ $(0{,}202)$ $[0{,}260]$ [ур. 60a)]. Она получается равной $\ddot{u} = 2{,}66\,(2{,}38)$ $[2{,}88]$.

В действительности она несколько больше, так как при токе, соответствующем опрокидывающему моменту, реактивные сопротивления рассеяния будут меньше найденных путем расчета (см. раздел B6b). Пренебрегая этим уменьшением X_σ при неподвижном двигателе, получим из круговой диаграммы или по ур. (55) величину отношения пускового тока к номинальному $i_{1A\triangle} = 5{,}60\,(4{,}92)$ $[5{,}90)]$, а согласно ур. (66a) отношение начального момента к номинальному $a_\triangle = 1{,}34$ $(1{,}05)$ $[1{,}57]$. Разделив эти относительные значения на 3, получим для соединения звездой, для которого найденные нами величины реактивных сопротивлений рассеяния являются вполне действительными, $i_{1A\curlywedge} = 1{,}87$ $(1{,}64)$ $[1{,}97]$ и $a_\curlywedge = 0{,}440$ $(0{,}350)$ $[0{,}524]$.

Номинальный коэфициент мощности имеет величину $\cos\varphi'_N = 0{,}883$ $(0{,}870)$ $[0{,}846]$. Его можно найти из диаграммы или определить по ур. (56).

Согласно разделу g полные потери составляют $Q = 1\,836$ $(1\,806)$ $[2\,088]$ W. Отсюда получается коэфициент полезного действия $\eta = 0{,}845$ $(0{,}847)$ $[0{,}827]$. Если же определять его по методу отдельных потерь, то при холостых потерях 591 (591) [854] W, потерях в обмотках 1 055 (1 055) [988] W и добавочных потерях $\frac{0{,}5\cdot 10\,000}{100\cdot 0{,}875\cdot 0{,}87} = 66$ W коэфициент полезного действия $\eta = 0{,}854$ $(0{,}854)$ $[0{,}847]$. Мы видим, что все варианты дают величину η меньше принятой нами в начале расчета ($\eta = 0{,}875$). Однако нужно учесть, что потери в железе мы приняли с большим запасом (примерно на 60—80%). Так как коэфициент мощности получился бо́льшим, чем принятый в начале расчета, то можно несколько увеличить амплитуду индукции. При увеличении B_1 на 8% потери в железе возрастут приблизительно на 16%, а потери в обмотках приблизительно на 16% уменьшатся. Если и это не поможет, придется увеличить глубину статорного паза и взять большее сечение для проводников статорной обмотки [P. 30].

i) Ротор с двойной клеткой. В заключение покажем еще ход расчета двигателя с двойной клеткой при условии, что заданы относительный начальный момент и относительный пусковой ток (см. вторую часть раздела J5g). Оставим при этом тот же статор с полузакрытыми пазами, что и прежде, и предположим, что пазы ротора не скошены. Первичный номинальный ток будет здесь несколько больше, так как коэфициент мощности и коэфициент полезного действия уменьшатся. Примем фазовый первичный ток при номинальном режиме приблизительно равным $I_N = 21$ A. При пуске в ход от номинального напряжения при соединении звездой относительный момент должен быть равен $a_\curlywedge = \frac{M_A}{M_N} \approx 0{,}575$ и относительный пусковой ток

$$i_{1A\curlywedge} = \frac{I_{1A}}{\sqrt{3}\,I_N} \approx 1{,}33.$$

Для расчета мы воспользуемся относительными значениями, пересчитанными на треугольник, т. е.

$$a_{\triangle} \approx 1{,}725;$$

$$i_{1A\triangle} \approx 4$$

(см. раздел К3с). Таким образом мы должны иметь

$$N_{iA} = 1{,}725 \frac{N_{мех}}{1 - s_N} \approx 1{,}725 \frac{10{,}4}{0{,}96} \approx 18{,}7 \text{ kW}$$

и $I_{1A} = 4I_N = 84{,}0$ А. Ток ротора при неподвижном двигателе, приведенный к статорной обмотке, примем приблизительно равным $I'_{2A} \approx \approx 0{,}92 \cdot 84{,}0 = 77{,}2$ А. Тогда кажущееся сопротивление машины при неподвижном роторе будет равно $Z_k \approx \frac{U_1}{I'_{2A}} = 2{,}85\,\Omega$. Необходимое активное сопротивление роторной обмотки составляет $R'_2 = \frac{N_{iA}}{m_1 I'^2_{2A}} \approx 1\ 05\ \ \Omega$. Возьмем обмотки с отдельными кольцами. Тогда $R'_a = 0$, $R'_i = R'_2$. При $R = R_1 + R'_2 = 0{,}52$ (см. стр. 440) $+ 1{,}05 = 1{,}57\,\Omega$ получим (см. стр. 286)

$$X_{1\sigma} + X'_a + X'_i = \sqrt{Z_k^2 - R^2} = 2{,}38\ \Omega.$$

Число пазов каждой клетки оставим таким же, как и раньше, т. е. $N_2 = 42$. Для верхнего паза примем высоту мостика $h_4 = 0{,}75$ mm и ширину щели $a_4 = 1{,}5$ mm. Тогда $X'_{2o} = 0{,}252\ \Omega$, как и прежде. На основании ур. (395а) $\lambda_{2Na} = 0{,}5$ и на основании ур. (278), если заменить λ_{N_2} на λ_{2Na}, получим $X'_{2Na} = 0{,}0954\ \Omega$. При плотно прилегающих кольцах $X'_{2S} \approx 0$. Тогда на основании ур. (394а) $X'_a = 0{,}347\,\Omega$, и мы получим $X'_i = 2{,}38 - 1{,}31 - 0{,}347 = 0{,}723\ \Omega$.

В первом приближении ур. (418а и b) дают $r_A \approx 1{,}548\,\Omega$ и $x'_B \approx \approx 2{,}25\ \Omega$. При том же номинальном скольжении, как и прежде, необходимо такое же сопротивление постоянному току $R'_{iG} = 0{,}470\ \Omega$. Таким образом согласно ур. (402а) активное сопротивление рабочей обмотки получается равным $r'_B = \frac{r'_A R'_{iG}}{r'_A - R'_{iG}} = 0{,}675\ \Omega$

Из формулы $r_A = \frac{r'_A}{\varrho}$ (см. стр. 441) $= 45{,}3 \cdot 10^{-5}\,\Omega$ мы находим при $v = 0{,}5$ из ур. (581а и b) сечения стержня и кольца пусковой обмотки $q_{SA} = 9{,}09$ mm² и $q_{RA} = 60{,}9$ mm², а из формулы $r_B = \frac{r'_B}{\varrho} = \newline = 19{,}7 \cdot 10^{-5}\,\Omega$ сечения стержня и кольца рабочей обмотки $q_{SB} = \newline = 20{,}5$ mm² и $q_{RB} = 138$ mm² [заменив в ур. (581b) R_2 на r_A и r_B]. Стержни обеих клеток выполняем из меди, причем для пускового стержня берем круглое сечение диаметром 3,4 mm, а для рабочего стержня во избежание слишком большой индукции в зубцах профиль-

ное сечение (подобное тому, которое мы брали для одной клетки) шириной 4 mm и высотой 6 mm ($q = 20{,}6$ mm²). Сечения колец берем 5×12 mm² и 8×17 mm².

Из ур. (278) при $X'_{2N} \doteq x'_B = 2{,}25\ \Omega$ получаем коэфициент магнитной проводимости для рабочей обмотки [ур. (395c)] $\lambda_{N_2} = \lambda_{2NB} \approx 11{,}55$. По ур. (381) тома I внутренний коэфициент магнитной проводимости $\lambda_{2NiB} = 0{,}66 + \frac{2}{3 \cdot 4} \approx 0{,}83$, и таким образом $\lambda_{2NaB} = 10{,}72$. Если взять ширину щели $a = 1$ mm (наименьшая технически выполнимая ширина щели составляет 0,8 mm), получим высоту щели $h = \lambda_{2NaB}\, a = 10{,}72 \approx 11$ mm. Для того чтобы избежать слишком большого насыщения спинки ротора, нужно вместо круглых взять вентиляционные каналы (см. том I, стр. 541, внизу).

Установив размеры, мы можем теперь подсчитать сопротивления точнее (см. стр. 270 и в томе I стр. 274).

По ур. (276а) при $\lambda_{2NiA} = 0{,}66$ реактивное сопротивление $x_A = 3{,}68 \cdot 10^{-5}\,\Omega$, при $\lambda_{2NB} \doteq 0{,}83 + 11 = 11{,}83$ сопротивление $x_B = 65{,}9 \cdot 10^{-5}\,\Omega$, при $\lambda_g \approx \frac{\pi}{4} = 0{,}785$ [$\approx \lambda_{N_3}$ по [ур. (380а)] тома I, см. также [Л. 141, стр. 238] $x_g = 4{,}38 \cdot 10^{-5}\,\Omega$, а сокращенные обозначения [ур. (397b—d)]: $x_{A'} = -0{,}70 \cdot 10^{-5}\,\Omega$, $x_{B'} = 61{,}5 \cdot 10^{-5}\ \Omega$, $x = 60{,}8 \cdot 10^{-5}\,\Omega$. Активные сопротивления согласно ур. (581) равны $r_A = 45{,}3 \cdot 10^{-5}\,\Omega$, $r_B = 19{,}6 \cdot 10^{-5}\ \Omega$, а сокращенное обозначение [ур. (397а)] $r = 64{,}9 \cdot 10^{-5}\,\Omega$. Отсюда по ур. (399а и b) при $s = 1$ $R_i = 29{,}3 \cdot 10^{-5}\,\Omega$, $X_i = 20{,}3 \cdot 10^{-5}\,\Omega$ и $R'_i = 1{,}003\ \Omega$, $X'_i = 0{,}694\ \Omega$. Суммарные сопротивления при неподвижном роторе будут, таким образом, равны

$$R = R_1 + R'_i = 1{,}523\,\Omega;$$

$$X_\sigma = X_{1\sigma} + X'_a + X'_i = 2{,}35\,\Omega.$$

Наконец, согласно ур. (49) при $U_D \approx 216$ V [ур. (34а) при половинном намагничивающем токе, см. сноску на стр. 248]

$$I'_{2A} = \frac{216}{\sqrt{1{,}523^2 + 2{,}35^2}} = 77{,}2\ \text{A}$$

и по ур. (90)

$$N_{iA} = 17{,}9\ \text{kW},$$

т. е. в основном требования, поставленные двигателю ($I'_{2A} = 77{,}2$ A, $N_{iA} = 18{,}7$ kW), удовлетворены. Для получения точного значения N_{iA} следует несколько увеличить r_A и несколько уменьшить x_B. Определив коэфициент мощности, получаем $\cos\varphi'_N \approx 0{,}86$, а коэфициент полезного действия $\eta \approx 84{,}9\%$.

ПРИМЕЧАНИЯ РЕДАКТОРА

[Р. 1]. Терминами „основная фаза“ и „побочная фаза“ мы перевели немецкие выражения „Hauptstrang“ и „Nebenstrang“. Не следует думать, что понятие „основная“ относится к какой-то вполне определенной фазе многофазной обмотки. Любая фаза может быть принята за основную, но тогда все остальные фазы являются уже побочными. Вводя эти понятия, автор хотел лишь установить основные элементы теории многофазного индукционного регулятора, пользуясь несколько непривычным для нас методом. Обычно мы складываем пульсирующие поля отдельных фаз и получаем в результате постоянное во времени вращающееся поле, действие которого и рассматриваем. Автор же рассматривает отдельно действие пульсирующего поля каждой фазы, считая (повторяем совершенно произвольно) одно из полей главным, а остальные — побочными. Само собой разумеется, что результат в обоих случаях остается одинаковым. Таким образом автор приводит многофазное вращающееся поле к нескольким пульсирующим, мы же обычно пульсирующее поле приводим к двум вращающимся (в разные стороны).

[Р. 2]. Точка a_∞ имеет определенный физический смысл. Она соответствует вращению ротора с бесконечно большой скоростью ($n = \infty$) против направления вращения поля. Действительно, в этом случае скольжение

$$s = \frac{n_1 - (-n)}{n_1} = \infty.$$

Подставляя это значение в ур. (31 d), найдем ток ротора

$$I_{2\infty} = \frac{E_2}{\sqrt{X_{2\sigma}^2 + \left(\frac{R_2}{\infty}\right)^2}} = \frac{E_2}{X_{2\sigma}^2}.$$

Таким образом ток ротора $\overline{O'a_\infty}$ имел бы место в том случае, если бы активное сопротивление роторной обмотки было равно нулю.

[Р. 3] На основании этого абзаца не следует думать, что асинхронный генератор с конденсаторным возбуждением является, хотя бы при холостом ходе, синхронной машиной. Говоря о холостом ходе, автор имеет в виду „идеальный холостой ход“, при котором нет ни потерь в железе статора, ни джоулевых потерь в статорной обмотке (т. е. $R = 0$). При действительном же холостом ходе, когда имеют место и те и другие потери (как бы малы они ни были), от ротора к статору

должна передаваться мощность, а это возможно только тогда, когда $s \neq 0$.

[P. 4]. Занимаясь исследованием работы асинхронного генератора с конденсаторным самовозбуждением, автор настоящих примечаний установил некоторые положения, дополняющие изложенную у Рихтера теорию этой машины.[1]

Проф. Пихельмайер (Pichelmayer) вывел[2] следующую формулу, устанавливающую величину критической (наименьшей) емкости, при которой еще возможно самовозбуждение при холостом ходе:

$$C_{кр} = \frac{\delta' \cdot 10^9}{(2\pi f_{10})^2 w_1^2 \cdot 4\pi \cdot Q_l \xi_1}, \tag{1p}$$

где δ' — теоретический воздушный зазор ($= \delta k_C$);

f_{10} — частота токов в статоре при холостом ходе;

w_1 — число витков одной фазы статора;

Q_l — теоретическое сечение воздушного зазора;

ξ_1 — обмоточный коэфициент статорной обмотки.

Так как для данной машины величины δ', w_1, Q_l и ξ_1 являются постоянными, то автор этих примечаний придал этой формуле следующий вид:

$$C_{кр} = A \frac{1}{f_{10}^2},$$

где A — постоянная, равная

$$A = \frac{\delta' 10^9}{(2\pi)^2 w_1^2 4\pi Q_l \xi_1}. \tag{2p}$$

Если пренебречь скольжением при холостом ходе, то

$$f_{10} \approx \frac{pn}{60},$$

где p — число пар полюсов и n — число оборотов ротора в минуту. Тогда

$$C_{кр} = A \frac{60^2}{p^2 n^2},$$

или

$$C_{кр} = B \frac{1}{n^2}, \tag{3p}$$

где

$$B = \frac{A \cdot 60^2}{p^2}.$$

Если представить ур. (3р) в виде

$$C_{кр} = B \left(\frac{1}{n}\right)^2, \tag{4p}$$

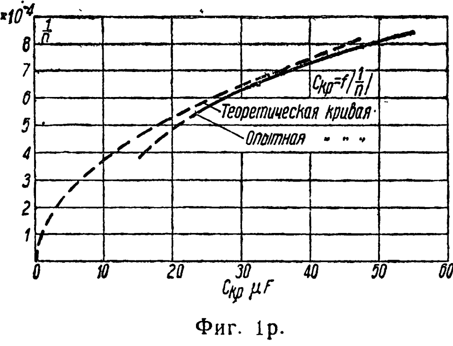
---

[1] Проф. Чечет, Асинхронный генератор с конденсаторным самовозбуждением, Москва, 1935 г.

Его же, Компаундирование асинхронного генератора с конденсаторным самовозбуждением, Москва, 1936 г.

[2] E. u. M., 1934, H. 6.

то мы получаем формулу параболы относительно осей $C_{кр}$ и $\frac{1}{n}$ с параметром $\frac{1}{B}$. Эта парабола показана на фиг. 1р пунктиром. Здесь $\frac{1}{n}$ — время в минутах одного оборота ротора.

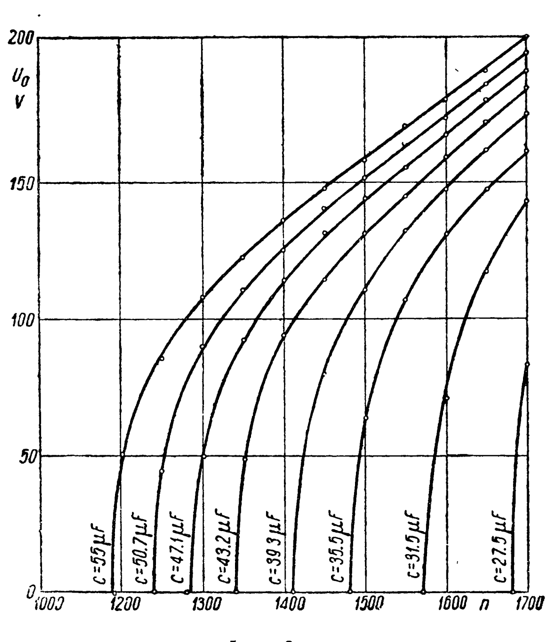


Фиг. 1р.

Формула (1р) была выведена для ненасыщенной машины, и поэтому полученная параболическая зависимость, строго говоря, справедлива лишь для области небольших (по отношению к номинальному) напряжений, лежащих на прямолинейной части кривой намагничивания. Насыщение уменьшает реактивное сопротивление рассеяния, что особенно заметно у небольших машин с полузакрытыми или закрытыми пазами. Вследствие этого действительная кривая

$$C_{кр} = f\left(\frac{1}{n}\right)$$

пойдет не по параболе, а несколько ниже, как показано сплошной линией на фиг. 1р, полученной на опыте для машины мощностью 2,2 kW.



Фиг. 2р.

Не приводя описания предложенного автором примечаний способа построения кривых зависимости

$$U_0 = f(n) \text{ при } C = \text{const},$$

укажем лишь, что они похожи на кривые

$$U_0 = f(n) \text{ при } R_в = \text{const}$$

для шунтового генератора постоянного тока. Однако кривые для асинхронного генератора проходят значительно круче, так как при $C = \text{const}$ емкостное сопротивление также изменяется в зависимости от числа оборотов (вернее от частоты, пропорциональной числу оборотов). На фиг. 2р показаны эти кривые для той же машины 2,2 kW. По этим кривым легко построить зависимость

$$n_{кр} = f(C)$$

критического (наименьшего) числа оборотов, при котором еще возникает самовозбуждение от величины емкости (фиг. 3р). Из чертежа видно, что с увеличением емкости критическое число оборотов быстро уменьшается.

Фиг. 3р.

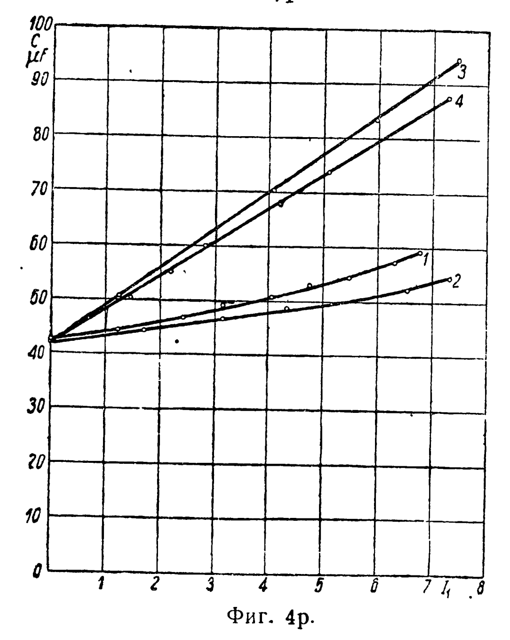
При нагрузке машины получились кривые, аналогичные показанным на фиг. 41, *b* и *c*. Кроме того, были построены теоретически и сняты на опыте „регулировочные" характеристики машины, т. е. кривые

$$C = f(I_1) \text{ при}$$

$$U_1 = \text{const и } \cos\varphi_1 = \text{const}.$$

Показанные на фиг. 4р кривые относятся к случаям:

кривая *1* $n = \text{const} = n_1$, $\cos\varphi_1 = 1{,}0$
„ *2* $f_1 = \text{const} = 50$ Hz, $\cos\varphi_1 = 1{,}0$
„ *3* $n = \text{const} = n_1$, $\cos\varphi_1 = \text{const} = 0{,}8$
„ *4* $f_1 = \text{const} = 50$ Hz, $\cos\varphi_1 = \text{const} = 0{,}8$



Фиг. 4р.

Из кривых видно, насколько размагничивающе действует на машину индуктивная нагрузка. При $\cos\varphi_1 = 1$ отношение емкостей при номинальной нагрузке и при холостом ходе, отнесенное к емкости при холостом ходе, составляет: для кривой *1* — 31%, для кривой *2* — 21,4%, тогда как при $\cos\varphi_1 = 0{,}8$ это отношение равно: для кривой *3* — 119%, а для кривой *4* — 105%.[1] Отсюда ясно, что индуктивная нагрузка нежелательна, так как она резко увеличивает значение необходимой емкости.

С целью избежать резких колебаний напряжения при изменении нагрузки автором разработан метод компаундирования генератора, схема которого показана на фиг. 5р. Здесь G — генератор, Z — нагрузка, C, C, C — конденсаторы возбуждения и C_1, C_1, C_1 — конденсаторы,

[1] Номинальный ток машины при $\cos\varphi = 1$ составляет 5,65 А, а при $\cos\varphi = 0{,}8$ 7,06 А.

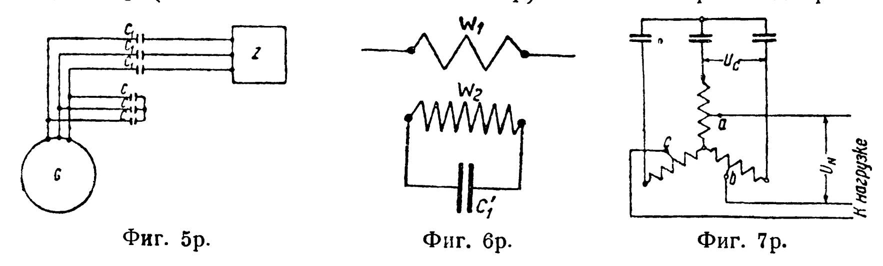
включенные последовательно с нагрузкой и автоматически повышающие напряжение на зажимах нагрузки при увеличении тока. Для уменьшения емкостей C_1, C_1, C_1 их можно включить через трансформатор, как показано на фиг. 6р. При этом значение емкости

$$C_1 = C_1'\left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2, \tag{5р}$$

где C_1' — действительная емкость, C_1 — приведенная емкость и $\frac{w_2}{w_1}$ — передаточное число трансформатора.

Опыты показали, что компаундирование является вполне надежным даже при очень резких изменениях нагрузки.

Следует еще отметить, что до известной степени компаундирование может быть осуществлено путем увеличения насыщения машины. Для этой цели можно путем увеличения емкости возбуждения увеличить напряжение на статоре. Чтобы сохранить при этом возможность питать сеть от номинального напряжения, можно применить схему, показанную на фиг. 7р (здесь показан только статор). Конденсаторы подбираются



Фиг. 5р. Фиг. 6р. Фиг. 7р.

так, чтобы напряжение U_C лежало в насыщенной части кривой намагничивания. Кроме того, на статоре делаются ответвления a, b, c так, чтобы напряжение U_N имело номинальную величину. Опыт показывает, что устойчивость работы при этом значительно увеличивается.

[Р. 5]. Физический смысл зависимости опрокидывающего момента однофазного двигателя от сопротивления ротора становится понятным, если учесть, что результирующий момент

$$M = M_m - M_g. \tag{6р}$$

При скорости, близкой к синхронной, скольжение ротора относительно прямого поля

$$s_m \approx 0,$$

а скольжение относительно обратного поля

$$s_g \approx 2.$$

Поэтому увеличение сопротивления ротора сказывается относительно мало на величине момента M_m (частота очень мала, и $\cos\varphi$ близок к 1), но резко увеличивает момент M_g (вследствие увеличения $\cos\varphi$), благодаря чему M уменьшается.

[Р. 6]. Увеличение емкости на время пуска легко осуществить, если включить емкость не непосредственно, а через трансформатор с регули-

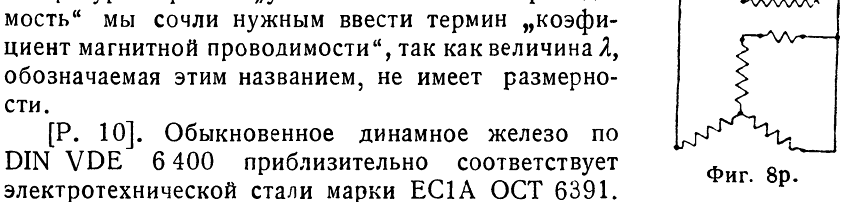
руемым числом витков вторичной обмотки, как показано на фиг. 8р, применительно к схеме фиг. 54,*b*. Подвигая ползушку вправо, мы увеличиваем емкость конденсатора. Таким образом при пуске в ход ползушка должна стоять в крайнем правом положении, а при работе ее переставляют к середине обмотки. Некоторое понижение коэфициента полезного действия вследствие потерь в трансформаторе с избытком окупается уменьшением стоимости конденсатора и удобством регулирования емкости.

[Р. 7]. Для этой же цели можно вместо конденсатора взять дроссельную катушку.

[Р. 8]. В настоящее время большое число роторов с обмоткой в виде беличьей клетки изготовляется путем заливки расплавленного алюминия в пазы. При этом одновременно отливаются и кольца. Отсутствие изоляции на проводниках и отсутствие каких-либо сваренных или спаянных мест делают этот ротор весьма прочным и надежным в работе. Единственным недостатком является несколько больший размер пазов, так как удельное сопротивление алюминия больше, чем для меди.

[Р. 9]. Вместо часто применяемого в нашей литературе термина „удельная магнитная проводимость" мы сочли нужным ввести термин „коэфициент магнитной проводимости", так как величина λ, обозначаемая этим названием, не имеет размерности.

[Р. 10]. Обыкновенное динамное железо по DIN VDE 6 400 приблизительно соответствует электротехнической стали марки ЕС1А ОСТ 6391.



Фиг. 8р.

[Р. 11]. Введенный нами термин „ширина фазовой зоны" обозначает следующее:

На поверхности статора (или ротора) можно легко найти ряд участков (зон), в пределах каждого из которых все проводники принадлежат к одной и той же фазе и обтекаются током одного и того же направления. Так, например, для двухполюсной трехфазной обмотки число таких зон будет равно шести. Действительно, для каждой фазы мы будем иметь здесь две зоны: одну — образованную начальными сторонами катушек и другую — образованную их конечными сторонами. Обе зоны расположены на расстоянии одного полюсного деления друг от друга. При числе полюсов, равном $2p$, число фазовых зон равно $2pm$, где m — число фаз обмотки.

[Р. 12]. Автором оставлен без внимания вопрос о поведении индукционного двигателя при несимметричном напряжении сети, между тем это обстоятельство, даже при весьма небольшой асимметрии, резко уменьшает возможную нагрузку двигателя. Несимметричное напряжение можно разложить (по методу симметричных составляющих) на два симметричных напряжения: прямой последовательности и обратной последовательности. Первое из этих напряжений создает двигательный момент, второе — тормозящий.

Так как M приблизительно пропорционален квадрату напряжения, то можно считать, что

$$M_{дв} \sim U^2_{Nm}, \tag{7р}$$

$$M_{торм} \sim U^2_{Ng}, \tag{8р}$$

где U_{N_m} — напряжение прямой последовательности, а U_{N_g} — напряжение обратной последовательности чередования фаз. Так как обычно асимметрия невелика, то

$$U_{N_m} \approx U_N, \tag{9р}$$

где U_N — номинальное напряжение на зажимах.

Если обозначить через δ отношение $\frac{U_{N_g}}{U_N}$, то при небольшой асимметрии

$$M = M_{gb} - M_{торм} \approx (1 - \delta^2)\, U_N^2, \tag{10р}$$

и следовательно, при малом δ уменьшение его будет невелико. Значительно хуже обстоит дело с токами статора. Так как при работе двигателя $s \approx 0$, то по отношению к полю, создаваемому напряжением обратной последовательности, скольжение будет равно около 2. При этом скольжении ток мало отличается от тока короткого замыкания (при скольжении, равном единице), и следовательно, от напряжения U_{N_g} по статору будет проходить ток

$$I_g \approx \frac{U_{N_g}}{U_N} I_k = \delta I_k, \tag{11р}$$

где I_k — ток короткого замыкания, соответствующий напряжению U_N. Если обозначить через

$$i_1 = \frac{I_k}{I_N}, \tag{12р}$$

где I_N — номинальный ток статора, то

$$I_g = \delta i_1 I_N. \tag{13р}$$

Если предположить наихудший случай, когда токи I_m (ток двигательного режима, соответствующий напряжению $U_{N_m} \approx U_N$) и I_g совпадут в какой-либо из фаз обмотки по фазе, тогда, считая величину тока I_N предельно допускаемой, мы сможем нагрузить двигатель лишь до значения тока

$$I_m \leqslant I_N - I_g = I_N (1 - \delta i_1). \tag{14р}$$

Если в среднем принять $i_1 \approx 5$, то

$$I_m \leqslant I_N (1 - 5\,\delta). \tag{15р}$$

Тогда

при	$\delta = 0{,}05$	0,10	0,15	0,20
	$\frac{I_m}{I_N} \leqslant 0{,}75$	0,50	0,25	0

В этом же разделе следует рассмотреть и влияние изменения частоты на рабочие свойства двигателя. При этом мы будем подразумевать, что напряжение на зажимах двигателя остается постоянным.

Из уравнения

$$U_1 \approx E_1 = 4{,}44\, \xi_1 f_1 w_1 \Phi \tag{16р}$$

следует, что при уменьшении f_1 поток Φ увеличится, что приведет к увеличению намагничивающего тока I_μ.

Так как мощность

$$N_2 \approx M\Omega_1 = M \cdot \frac{2\pi f_1}{p}, \tag{17р}$$

то для сохранения той же мощности при уменьшении f_1 момент M должен увеличиться, что приводит к приблизительному сохранению величины тока I_2, так как в уравнении

$$M = C \cdot \Phi \dot{I}_2 \cos\varphi_2 \tag{18р}$$

поток уменьшится, а ток увеличится.

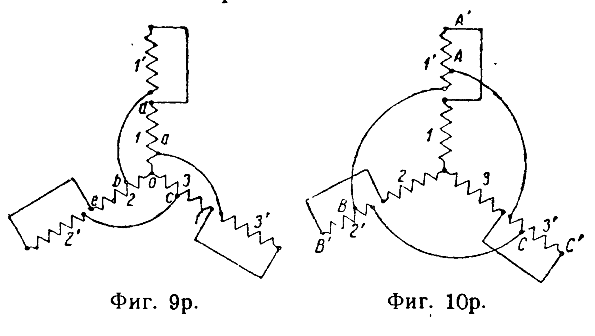
Ток I_1 увеличится за счет увеличения намагничивающего тока I_μ, что в свою очередь приведет к уменьшению коэфициента мощности.

Скольжение и коэфициент полезного действия почти не изменяются.

Наконец, рассмотрим еще случай, когда двигатель работает при номинальной частоте, но пониженном напряжении на зажимах.

Из ур. (16р) следует, что при этом уменьшится поток, а следовательно, и намагничивающий ток I_μ.

Если двигатель должен развивать такой же вращающий момент, как при номинальном напряжении, то согласно ур. (18р) ток ротора I_2 должен увеличиться.



Фиг. 9р. Фиг. 10р.

Поэтому при малых нагрузках статорный ток I_1 благодаря уменьшению I_μ уменьшается, $\cos\varphi$ растет, коэфициент полезного действия тоже. При больших нагрузках увеличение I_2 приводит к значительному увеличению I_1, уменьшению $\cos\varphi$ и коэфициента полезного действия и к возрастанию скольжения.

Исходя из этого, выгодно при недогрузках включать двигатель на пониженное напряжение, например, соединять его статорную обмотку в звезду, если нормально она должна быть соединена треугольником.

[Р. 13]. Выражение „вектор кажущегося сопротивления" в корне неправильно, так как сопротивление не есть вектор в том смысле, в котором мы называем векторами напряжение и ток. Треугольник сопротивлений, получающийся при делении сторон треугольника напряжений на ток, служит лишь для геометрического определения сопротивлений, которые во времени не изменяются.

[Р. 14]. К схемам пуска по методу противосоединений относится также схема академика К. И. Шенфера, показанная на фиг. 9р в первом варианте, а на фиг. 10р — во втором варианте. Рассмотрим сперва фиг. 9р. Обмотка каждой фазы ротора разделена на две части:

первая фаза состоит из обмоток *1* и *1'*
вторая „ „ „ „ *2* и *2'*
третья „ „ „ „ *3* и *3'*

Половины фаз *1*, *2* и *3* соединены в звезду, а половины фаз *1'*, *2'* и *3'* с одной стороны присоединены к свободным концам *d*, *e*, *f* половин *1*, *2*, *3*, а с другой стороны к серединам *b*, *c*, *a* соседних половин *2*, *3*, *1*. Таким образом получаются три замкнутых цепи:

$$oa - 3' - 3$$
$$ob - 1' - 1$$
$$oc - 2' - 2$$

В каждой из этих цепей действует индуктированное напряжение, соответствующее $^1/_4$ всей фазы. Например, в цепи *oa—3'—3* действует лишь напряжение, соответствующее участку обмотки *oa*, так как напряжения половин *3'* и *3* взаимно уничтожаются. Кроме того, обмотки *3'* и *3*, будучи уложены в одни и те же пазы, будут представлять собой почти чистое активное сопротивление, т. е. будут являться как бы реостатом. Пусковой ток будет при этом приблизительно в 4 раза меньше, чем ток при рабочем соединении обмоток. По окончании пуска обмотки постепенно замыкаются накоротко с помощью центробежного выключателя. Вторая схема (фиг. 10р) позволяет получить еще большее уменьшение пускового тока. Схема фиг. 10р отличается от схемы фиг. 9р только тем, что концы половин фаз *3'*, *2'* и *1'* присоединяются не к серединам половин фаз *1*, *3*, *2*, а к серединам половин фаз *1'*, *3'*, *2'* (точки *A*, *B*, *C*). При этом получаются следующие замкнутые контуры:

$$1 - A'A - 3' - 3$$
$$2 - B'B - 1' - 1$$
$$3 - C'C - 2' - 2$$

В каждой из этих цепей действует напряжение, соответствующее $^1/_4$ фазы. Сравнивая обе схемы, легко убедиться, что активное сопротивление в схеме фиг. 10р больше, чем в схеме фиг. 9р. Если обозначить через r_2 активное сопротивление всей фазы, то активное сопротивление каждой из трех цепей на фиг. 9р будет равно

$$r = \frac{r_2}{2} + \frac{r_2}{2} + \frac{r_2}{4} = 1{,}25 r_2, \qquad (19р)$$

а для фиг. 10р

$$r = \frac{r_2}{2} + \frac{r_2}{2} + \frac{r_2}{2} + \frac{r_2}{4} = 1{,}75 r_2. \qquad (20р)$$

Благодаря этому пусковой ток в последнем случае будет меньше.

При испытании одного двигателя, мощностью 85 kW, ротор которого был сперва включен по Гергесу (фиг. 177), а затем по фиг. 9р, получились следующие результаты:

Схема	$i = \frac{I_A}{I_N}$	$m = \frac{M_A}{M_N}$	$\cos\varphi_k$	$\Delta m = \frac{M_A}{\text{kVA}}$
Гергес	3,14	1,22	0,44	51,7
Шенфер	1,87	1,10	0,53	78,4

Здесь I_A — пусковой ток, I_N — номинальный ток, M_A — пусковой момент, M_N — номинальный момент, Δm — удельный момент в kgcm/kVA.

Таким образом схема Шенфера дает значительное уменьшение пускового тока, оставляя пусковой момент в вполне допустимых пределах.

[P. 15]. При этом так называемом каскаде Даниэльсона (Danielson) нельзя включать два двигателя с одинаковым числом полюсов, так как в этом случае

$$n_0 = \frac{f_1}{p_V - p_H} = \infty. \tag{21p}$$

[P. 16]. Кроме описанного здесь каскада Штейнметца-Гергеса (Steinmetz-Görges) и диференциального каскада Даниэльсона (см. [P. 15]) в литературе описаны еще:

a) Простой и диференциальный каскады, в которых вторая машина (машина H) включена по схеме двойного питания (см. раздел L6). Здесь при простом каскаде существуют две устойчивых скорости

$$n_0 = \frac{2f_1}{2p_V + p_H} \tag{22p}$$

и

$$n_0 = \frac{2f_1}{p_V + 2p_H}, \tag{23p}$$

а при диференциальном каскаде

$$n_0 = \frac{2f_1}{2p_V - p_H} \tag{24p}$$

и

$$n_0 = \frac{2f_1}{-p_V + 2p_H}. \tag{25p}$$

b) Простой каскад Шенфера, в котором машина H включена по схеме ординарного питания, но с одноосным ротором (см. раздел H6c). Этот каскад дает числа оборотов:

$$n_0 = \frac{f_1}{2(p_V + p_H)} \tag{26p}$$

и

$$n_0 = \frac{f_1}{p_V + 2p_H}. \tag{27p}$$

c) Простой и диференциальный каскады Ионаса (Jonas) по схеме двойного питания.

Здесь при простом каскаде

$$n_0 = \frac{2f_1}{p_V + p_H}, \tag{28p}$$

при диференциальном

$$n_0 = \frac{2f_1}{p_V - p_H}. \tag{29p}$$

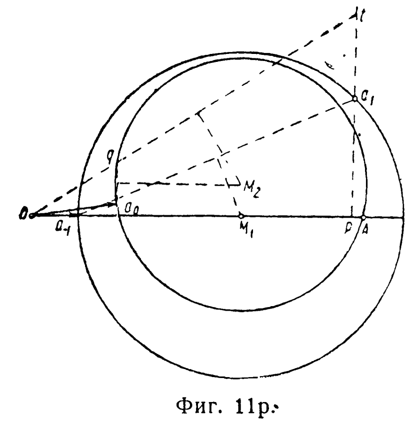
Помимо каскадов, состоящих из двух машин, можно представить себе так называемый многократный каскад. В общем случае, когда имеется k машин с простым питанием,

$$n_0 = \frac{f_1}{p_1 + p_2 + \ldots + p_k}. \tag{30р}$$

Если в составе многократного каскада имеются машины двойного питания, то

$$n_0 = \frac{2f_1}{2(p_1 + p_2 + \ldots + p_r) + (p_{r+1} + \ldots + p_k)}, \tag{31р}$$

где r машин имеют простое питание, а $k-r$ — двойное. Многократные каскады теоретически дают весьма большое число различных скоростей. Так, например, четырехмашинный каскад дает 312 скоростей, однако благодаря целому ряду существенных недостатков (в частности, очень низкий коэфициент мощности) на практике имеют применение лишь двухмашинные каскады, да и то лишь по схеме Штейнметца-Гергеса.



Фиг. 11р.

[Р. 17]. Для практических целей можно вместо бицикулярной кривой ограничиться построением двух окружностей. Внешняя окружность (фиг. 11р) строится по точкам a_1 (соответственно току всего каскада при неподвижном состоянии) и a_{-1} (соответственно току холостого хода машины V). Внутренняя окружность также строится по точкам a_0 (соответственно току холостого хода всего каскада) и A (соответственно току, получающемуся при $R_1 = 0$, $X'_{hH} = \infty$ и $\frac{R'_2}{s_V} + \frac{R'_3}{s} = 0$). С достаточным приближением эту точку можно определить по току

$$I_A \approx \frac{U_1}{X_k} \approx \frac{U_1}{X_{1\sigma} + X'_{2\sigma} + X'_{3\sigma}}. \tag{32р}$$

Для нахождения центра M_2 внутренней окружности нужно знать еще третью точку или произвести следующее построение: ординату $\overline{a_1 p}$ увеличивают в отношении

$$\frac{r_1 + \dfrac{r'_2(p_V + p_H)}{p_H} + r'_3}{r_1 + r'_2 + r'_3} = \frac{\overline{tp}}{\overline{a_1 p}}. \tag{33р}$$

Найденную точку t соединяют с O. Тогда центр M_2 приближенно можно считать лежащим на пересечении перпендикуляра из середины $\overline{Ot}$ и перпендикуляра из середины $\overline{qa_0}$.

Для практических целей обычно важно знать поведение агрегата лишь в пределах скольжений

$$0 < s < 1,$$

и тогда геометрическим местом тока можно считать приближенно круговую диаграмму, построенную для одного двигателя, имеющего ток холостого хода $\overline{Oa_0}$ и ток при неподвижном роторе $\overline{Oa_1}$ (фиг. 11р).

[Р. 18]. Как будет показано в [Р. 20], существуют и асинхронные режимы двойного питания.

[Р. 19]. Не следует под термином „вполне синхронное вращение" понимать, что обе машины обязательно должны вращаться с синхронной скоростью. Мы будем применять этот термин тогда, когда две машины за один и тот же момент времени поворачиваются на одинаковые углы, хотя скорость их может быть при этом и не синхронной.

[Р. 20]. Проф. Толвинским было показано („Электричество" № 9, 1926 г.), что кроме синхронных режимов, описанных в разделе L6, машина двойного питания может иметь при питании статора и ротора от одной и той же сети еще и асинхронный режим с числом оборотов, близким к n_1. В этом случае, как будет показано ниже, мы имеем как бы совмещение в одной машине двух индукционных двигателей. Первичной обмоткой первого двигателя является статор машины двойного питания, а вторичной обмоткой — ротор, замкнутый на сеть. Первичной обмоткой второго двигателя является ротор машины двойного питания, а вторичной обмоткой — ее статор, замкнутый на сеть. Рассмотрим сперва первый двигатель. Трехфазный ток частоты f_1 создает в первичной обмотке (статор) поле, вращающееся с числом оборотов

$$n_1 = \frac{f_1}{p}. \qquad (34р)$$

Токи вторичной обмотки (ротор) создают поле, вращающееся относительно этой обмотки с частотой скольжения, т. е. с числом оборотов

$$n_2 = \frac{sf_1}{p} = sn_1. \qquad (35р)$$

Так как сама вторичная обмотка вращается в пространстве с числом оборотов

$$n = \frac{(1-s)f_1}{p} = (1-s)n_1, \qquad (36р)$$

то в пространстве поток вторичной обмотки вращается с числом оборотов

$$n_2 + n = sn_1 + (1-s)n_1 = n_1. \qquad (37р)$$

Таким образом оба поля неподвижны друг относительно друга, и их результирующий поток Φ_{I} создаст совместно с токами вторичной обмотки вращающий момент M_{I}.

Во втором двигателе совершенно аналогично первичная обмотка (ротор) создает поле, вращающееся с числом оборотов

$$n_2 = \frac{f_1}{p} \qquad (38р)$$

относительно самой обмотки, а так как она вращается в пространстве с числом оборотов

$$n = \frac{f_1(1-s)}{p} = (1-s)\,n_2, \qquad (39р)$$

то в пространстве поле первичной обмотки будет вращаться со скоростью

$$n_2 \pm n.$$

Если ротор и поле вращаются в разные стороны, то скорость поля в пространстве будет

$$n_2 - n = n_2 - (1-s)\,n_2 = sn_2. \qquad (40р)$$

Во вторичной обмотке (статор) это поле создаст токи частоты sf_1, которые в свою очередь дадут поле, вращающееся в пространстве со скоростью sn_2.

Результирующее поле совместно с токами вторичной обмотки (статор) создаст вращающий момент M_{II}. Общий вращающий момент машины двойного питания будет равен

$$M = M_I + M_{II}. \qquad (41р)$$

В каждой из обмоток (статор и ротор) будут при этом одновременно протекать два тока разных частот: первичный ток одного двигателя *I* и вторичный ток другого двигателя *II*. Для пуска в ход двигателя Толвинского сперва разгоняют его как обычный двигатель и лишь при достижении скорости, близкой к синхронизму, включают ротор на сеть. Дальнейшее развитие двигателя двойного питания, работающего в асинхронном режиме, было произведено проф. Апаровым („Вестник теоретической и экспериментальной электротехники" № 3, 1931 г.).

[Р. 21]. При вычислении потерь в статорной обмотке по уравнению

$$Q_{10} = m_1 R_1 I_0^2 \qquad (42р)$$

для R_1 нужно подставить сопротивление, приведенное к температуре обмотки при опыте холостого хода. Эту температуру ϑ определяют термометром или термоэлементом. Если температура холодной обмотки ϑ_0 и сопротивление обмотки статора, измеренное в холодном состоянии, равно R_{01}, то

$$R_1 = R_{01}\,[1 + \alpha\,(\vartheta - \vartheta_0)], \qquad (43р)$$

где температурный коэфициент α для меди может быть взят равным

$$\alpha = \frac{1}{234{,}5 + \vartheta_0}\,. \qquad (44р)$$

Тогда ур. (43р) примет вид

$$R_1 = R_{01}\frac{234{,}5 + \vartheta}{234{,}5 + \vartheta_0}\,. \qquad (45р)$$

[Р. 22]. Проф. Пиотровским предложен („Электричество" № 7—8, 1923 г.) для разделения потерь холостого хода метод касательной, заключающийся в следующем:

Предполагая, что во время опыта скольжение остается постоянным и приблизительно равным нулю, можно, считая потери в железе Q_{E1} пропорциональными напряжению на зажимах U_1, написать ур. (521) в следующем виде:

$$Q_0 = Q_{мех} + Q_{E_1} = \text{const} + C \cdot U_1^2, \qquad (46р)$$

где C — постоянная, которую можно определить, диференцируя Q_0 по U_1. Тогда

$$\frac{dQ_0}{dU_1} = C \cdot 2U_1, \tag{47р}$$

$$C = \frac{dQ_0}{dU_1} \cdot \frac{1}{2U_1} = \frac{1}{2U_1} \cdot \operatorname{tg}\beta \tag{48р}$$

и

$$Q_{E1} = CU_1^2 = \frac{U_1}{2}\operatorname{tg}\beta, \tag{49р}$$

где β — угол, образованный касательной к кривой $Q_0 = f(U_1)$ с осью абсцисс. Проще всего проводить касательную из начала координат. Тогда мы получаем построение, показанное на фиг. 12р. Здесь касательная Ox, проведенная из начала координат к кривой $Q_0 = f(U_1)$, дает точку касания x, соответствующую некоторому напряжению $Oy = U_{1x}$. Ордината xy определяет холостые потери Q_{0x}, соответствующие этому напряжению. Кроме того, как видно из чертежа,

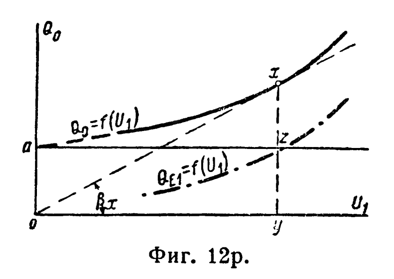
$$\operatorname{tg}\beta_x = \frac{xy}{Oy} = \frac{Q_{0x}}{U_{1x}}. \tag{50р}$$

Тогда на основании ур. (49р) и (50р)

$$Q_{E1x} = \frac{U_{1x}}{2} \cdot \frac{Q_{0x}}{U_{1x}} = \frac{Q_{0x}}{2}. \tag{51р}$$

Другими словами, при напряжении U_{1x} потери Q_{0x} наполовину являются механическими и наполовину — потерями в железе, т. е.

$$Q_{мех} = \frac{Q_{0x}}{2} = \text{const.} \tag{52р}$$



Фиг. 12р.

Вычитая из кривой $Q_0 = f(U_1)$ найденные $Q_{мех}$, мы можем построить показанную штрихпунктиром кривую потерь в железе $Q_{E1} = f(U_1)$.

[Р. 23]. Само собой разумеется, что для получения числа оборотов, большего синхронного, индукционную машину нужно разогнать посторонним двигателем.

[Р. 24]. Вместо того чтобы производить опыт короткого замыкания при номинальном напряжении, что при недостаточной опытности является всегда рискованным, можно определить реактивные сопротивления по методу проф. Апарова. Если считать, что кривая насыщения зубцов в области перегиба является параболой с уравнением

$$x = ky^2,$$

то кривая реактивных сопротивлений также будет изменяться по параболе. Если взять полулогарифмическую шкалу координат, то зависимость $X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}$ от тока будет выражаться прямой линией. Поэтому определение $X_{1\sigma} + X'_{2\sigma}$, соответствующего номинальному напряжению при неподвижном роторе, может быть произведено по двум точкам, полученным при пониженном напряжении путем экстраполирования проведенной

через них прямой. Удобнее всего иметь равномерную шкалу по оси ординат (ось $X_{1\sigma}+X'_{2\sigma}$) и логарифмическую по оси абсцисс (ось U_1).

[P. 25]. Согласно разделу Г, § 5 ОСТ 3887 найденные путем измерения постоянным током значения сопротивлений R_1 и R_2 должны быть приведены к температуре 75°. Тогда согласно [P. 21] приведенное сопротивление

$$R = R_0 \frac{309,5}{234 + \vartheta_0}. \tag{53p}$$

[P. 26]. Согласно разделу Г, § 5, п. в ОСТ 3887 потери в цепи ротора вычисляются по уравнению

$$Q_2 = (N_1 - Q_1 - Q_E) \frac{s}{100}, \tag{54p}$$

где N_1 — подводимая мощность, Q_1 — джоулевы потери в статорной обмотке, Q_E — потери в железе и s — скольжение в процентах.

[P. 27]. Это затруднение возникает только в том случае, если выведены наружу лишь три конца статорной обмотки. Однако подавляющее большинство двигателей имеет шесть выведенных концов (по ОСТ 7341, за исключением двигателей на напряжение 500 и 127 V с обмоткой, соединенной в звезду), и тогда это затруднение отпадает.

[P. 28]. В оригинале величины η и $\cos\varphi'$ приняты по DIN VDE 2650 равными $\eta = 0,875$ и $\cos\varphi' = 0,87$. По ОСТ 7341 для двигателя мощностью 10 kW при $n_1 = 1\,500$ об/мин $\eta = 0,862$ и $\cos\varphi' = 0,87$. Таким образом имеется расхождение в величине η, однако, чтобы не изменять все цифровые данные расчета, величина η оставлена равной 0,875.

[P. 29]. В оригинале величина воздушного зазора δ взята по DIN VDE 2650 равной $\delta = 0,4$ mm. В ОСТ 7341 воздушный зазор не стандартизован. В ОСТ 7340 указаны лишь минимальные значения δ, а именно 0,2 mm для шариковых и 0,25 mm для скользящих подшипников.

[P. 30]. Найденные величины η не удовлетворяют ни DIN VDE 2650, ни ОСТ 7341. По нормам Союза германских электротехников (REM), равно как и по ОСТ 3887, коэфициент полезного действия η не должен отличаться от установленного на величину большую, чем $\frac{1-\eta}{10}$, округленную до третьего знака. Таким образом минимальное значение η для данной машины должно быть равно

$$\eta_{VDE} = 0,863;$$

$$\eta_{ОСТ} = 0,848.$$

ПЕРЕЧЕНЬ ЛИТЕРАТУРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

A. Индукционный регулятор

1. Schait: Der Drehstrom-Induktionsregler. Berlin: Julius Springer 1927. — 2. BBC. M. 1924 S. 79. — 3. Zehrung u. Liwschitz: S.-Z. Bd. 10 (1930) S. 414. — 4. Sessinghaus: ETZ Bd. 47 (1926) S. 809. — 5. Wolfert u. Brosnan: J.A.I E.E. Bd. 48 (1929) S. 669. — 6. Hauffe: A.f.E. Bd. 30 (1936) S. 183.

B. Теория многофазной индукционной машины

Круговая диаграмма 7. Arnold u. la Cour: Wechselstromtechnik, Bd. VI. Berlin: Julius Springer 1909. — 8. Heyland: ETZ Bd. 15 (1894) S. 561. — 9. Ossanna: ETZ Bd. 21 (1900) S. 712. — 10. Rogowski: E.u.M. Bd. 27 (1909) S. 513. — 11. Sumec: ETZ Bd. 31 (1910) S. 110, 255, 1311. — 12. Emde: ETZ Bd. 44 (1923) S. 532. — 13. Sumec: E.u.M. Bd. 32 (1914) S. 413. — 14. Sumec: ETZ Bd. 48 (1927) S. 836. — 15. Heyland: ETZ Bd. 49 (1928) S. 1509. — 16. Branson: J.A.I.E.E. Bd. 49 (1930). S. 29. — 17. Humburg u. Voigt: ETZ Bd. 56 (1935) S. 333.

Вращающий момент и скольжение 18. Kloss: A f E. Bd. 5 (1916) S. 59. — 19. Binder: AfE. Bd. 12 (1923) S. 230. — 20. Stier u. Timascheff: A.f.E. Bd. 14 (1925) S. 568. — 21. Dreyfus: A.f.E. Bd. 15 (1925) S. 304. 22. Oestreicher: E.u.M. Bd. 50 (1932) S. 495.

Влияние насыщения железа 23. Kafka: ETZ Bd. 44 (1923) S. 686. — 24. Dreyfus: A.f.E. Bd. I (1912) S. 124. — 25. Liwschitz: S.-Z. Bd 9. (1929) S. 57. — 26. Unger: E u.M Bd. 48 (1930) S. 745 — 27. Möller: ETZ Bd 53 (1932) S. 861. — 28. Norman: El. Eng. Bd. 53 (1934) S. 536.

Индукционные генераторы с самовозбуждением 29. Brüderlin u. Stumpp: ETZ Bd. 46 (1925) S. 1688. — 30. Bassett u. Potter: El. Eng. Bd. 54 (1935) S. 540. — 31. Unger: E.u.M. Bd. 48 (1930) S. 745. — 32. Unger: A.f.E. Bd. 17 (1927) S. 590. — 33. Néri: L'Elettrotecnica Bd. 16 (1929) S. 517. — 34. Hafner: Bull. S.E.V. Bd. 26 (1935) S. 89. — 35. Bonitz: Bull. S.E.V. Bd. 26 (1935) S. 111.

Многофазная конденсаторная машина 36. Rudsa u. Badkas: J I.E.E. Bd. 77 (1935) S. 420.

C. Теория однофазной индукционной машины

Однофазная индукционная машина 37. Sumec: Arch. Math. u. Phys. Bd. 8 (1905) S. 306. — 38. Punga: A.f.E. Bd. 18 (1927) S. 267. — 39. Punga: ETZ Bd. 49 (1928) S. 603. — 39a. Lampert: Diss. Berlin 1933.

Конденсаторные машины 40. Wolf: A.f.E. Bd. 23 (1930) S. 459. — 41. Punga: ETZ Bd. 54 (1933) S. 304. — 42. Krondl: E.u.M. Bd. 52 (1934) S. 133. — 43. Krondl: Bull. S.E.V. Bd. 25 (1934) S. 143. — 44. — Müllner: AEG.-M. 1934 S. 75.

Пусковые схемы 45. Thoma: A.f.E. Bd. 26 (1932) S. 856. — 46. Hudetz: Diss. Danzig 1932. — 47. Cahn; AEG.-M. 1933 S. 57. — 48. Schuisky: ETZ Bd. 56 (1935) S. 1275.

Однофазный двигатель Круппа 49. Punga u. Schön: ETZ Bd. 47 (1926) S. 842, 877. — 50. Schön: El. Bahnen Bd. 11 (1935) S. 61.

Преобразователь числа фаз 51. Brüderlin: A.d.El.I. Bd. 4 S. 1. — 52. Schmitz: ETZ Bd. 47 (1926) S. 1544. — 53. Grabner: E.u.M. Bd. 49 (1931) S. 377.

D — F. КОРОТКОЗАМКНУТЫЙ РОТОР, НАМАГНИЧИВАЮЩИЙ ТОК, КРИВАЯ ПОЛЯ

Обмотки 54. Richter: Ankerwicklungen usw. Berlin: Julius Springer 1922. — 55. Richter: D.R.P. 383 690 vom 6. 10. 21. — 56. Sarjaninoff: E.u.M Bd. 49 (1931) S. 446. — 56a. Trickey: El. Eng. Bd. 55 (1936) S. 144.

Намагничивающий ток 57. Stäblein: A.f.E. Bd. 25 (1931) S. 168. — 58. Blomqvist: ETZ Bd. 44 (1923) S. 546. — 58a. Kinkel: AEG.-M. 1936 S. 141.

Кривая поля 59. Brüderlink: ETZ Bd. 42 (1921) S. 1093. — 60. Heller: A.f.E. Bd. 28 (1934) S. 455. — 61. Fritze: A.f.E. Bd. 10 (1922) S. 377. — 62. Görges: ETZ Bd. 28 (1907) S. 1.

G. Реактивные сопротивления рассеяния

Рассеяние воздушного зазора 63. Rogowski u. Simons: ETZ Bd. 30 (1909) S. 219, 256. — 64. Hellmund: ETZ Bd. 30 (1909) S. 25, 841. — 65. Rogowski: ETZ Bd. 31 (1910) S. 1292. — 65a. Rogowski: E.u.M. Bd. 33 (1915) S. 409. — 66. — Dreyfus: E.u.M. Bd. 37 (1919) S. 149, 351. — 67. Punga: A.f.E. Bd. 7 (1919) S. 337. — 68. Baffrey: A.f.E. Bd. 16 (1926) S. 97. — 69. Baffrey: A.f.E. Bd. 17 (1926) S. 207. — 70. Krondl: R.G.E. Bd. 23 (1928) S. 433. — 71. Schenfer: E.u.M. Bd. 48 (1930) S. 97. — 72. Ball: El. Eng. Bd. 50 (1932) S. 941. — 73. Dreyfus: A.f.E. Bd. 26 (1932) S. 875. — 74. Kübler: A.f.E. Bd. 21 (1928) S. 406. — 75. Kübler: ETZ Bd. 55 (1934) S. 1117. — 76. Putz: Diss. Berlin 1933. — 77. Heller u. Kauders: A.f.E. Bd. 29 (1935) S. 599. — 77a. Bödefeld: ETZ Bd. 52 (1931) S. 763.

Рассеяние пазов 78. Douglas: A.I.E.E. Bd. 34 (1915) S. 867. — 79. Unger: A.f.E. Bd. 17 (1926) S. 467. — 80. Kocourek: E.u.M. Bd. 53 (1935) S. 421.

Рассеяние лобовых частей 81. Kürzel: Diss. Karlsruhe 1932.

H. Моменты и силы, вызываемые высшими гармониками

Высшие гармоники 82. Dreyfus: Ing. Vet. Akad., Stockholm 1924. — 83. Möller: Diss. Darmstadt 1930 [Auszug in A.f.E. Bd. 24 (1930) S. 401, 900]. — 84. Dreese: J.A.I.E.E. Bd. 49 (1930) S. 938. — 85. Krondl: Bull. Oerlikon 1931 S. 654. — 86. Kron: El. Eng. Bd. 50 (1931) S. 937. — 87. Trickey: El. Eng. Bd. 50 (1931) S. 939. — 88. Lund: A.f.E. Bd. 26 (1932) S. 811. — 89. Heller: A.f.E. Bd. 29 (1935) S. 173. — 90. Schuisky: A.f.E., Bd. 29 (1935) S. 501. — 91. Heller u. Matena: A.f.E. Bd. 29 (1935) S. 631. — 92. Schuisky: E.u.M. Bd. 54 (1936) S. 56. — 93. Krebs u. Jordan: E.u.M. Bd. 54 (1936) S. 205. — 93a. Elsässer: S.-Z. Bd. 4 (1924) S. 149.

Ослабление высших гармоник 94. Stiel: F.-Arb. 1919 Heft 212. 95. Punga: D.R.P. 276610 und. E.u.M. Bd. 34 (1916) S. 351. — 96. Stiel-Ottenstein: ETZ Bd. 40 (1919) S. 590. — 97. Weichsel: J.A.I.E.E. Bd. 47 (1928) S. 606. — 98. Sequenz: ETZ Bd. 55 (1934) S. 269.

Несимметрии в сети 99. Doggett u. Queer: J.A.I.E.E. Bd. 48 (1929) S. 759. — 100. Liwschitz: W. V. Siemens Bd. 9 (1930) S. 167.

Несимметрия ротора 101. David: R.G.E. Bd. 23 (1928) S. 403. — 102. Fourmarier: R.G.E. Bd. 31 (1932) S. 376. — 103. Mauduit: R.G.E. Bd. 31 (1932) S. 662.

Неравномерный воздушный зазор 104. Kade: Bergman-M. Bd. 6 (1928) S. 281.

Помехи при работе 105. Kuhls u. Petersen: ETZ Bd. 37 (1916) S. 259. — 106. Mauduit: R.G.E. Bd. 22 (1927) S. 57. — 107. Franken: ETZ Bd. 51 (1930) S. 176.

Слуховое поле 108. Fletcher u. Munson: Bell. Syst. techn. J. Bd. 12 (1933) S. 377. — 109. Laird u. Coye: J acoust. Soc. Am. Bd. 1 (1929) S. 158.

Причины шума и исследование шума 110. Fritze: A.f.E. Bd. 10 (1921) S. 73. — 111. Krondl: Conf. grands réseaux. Paris 1933. — 112. Wagner: Z.d.V. Bd. 77 (1933) S. 1. — 113. Willms: ETZ Bd. 56 (1935) S. 25. — 114. Moser: Bull. S.E.V. Bd. 26 (1935) S. 305. — 115. Lübcke: Z. techn. Physik Bd. 15 (1934) S. 652. — 115a. Trendelenburg: Klänge und Geräusche. Berlin: Julius Springer 1935. — 115b. Lübcke: S.-Z. Bd. 16 (1936) S. 204.

Малошумные двигатели 116. Hildebrand: J.A.I.E.E. Bd. 49 (1930) S. 7 — 117. — Ziehl: ETZ Bd. 53 (1932) S. 401. — 118. Riggenbach: BBC.-M. Bd. 21 (1934) S. 199. — 119. BBC.-Nachr. Bd. 22 (1935) S. 135. — 120. S.-Z. Bd. 15 (1935) S. 187. — 121. Lund: AEG.-M. 1935 S. 383.

I. Двигатели с вытеснением тока

Особые конструкции проводников 122. Steidinger: A.f.E. Bd. 22 (1929) S. 568. — 123. Wanger: E.u.M. Bd. 48 (1930) S. 381. — 124. Schuisky: A.f.E. Bd. 27 (1933) S. 77, 185. — 125. Laible: A.f.E. Bd. 27 (1933) S. 558. — 126. Krämer: ETZ Bd. 52 (1931) S. 75. — 127. Wall: J.I.E.E. Bd. 63 (1925) S. 287. — 127a. Hess: A.f.E. Bd. 30 (1936) S. 207.

Выполнение и расчет 128. Punga u. Raydt: Drehstrommotoren mit Doppelkäfiganker usw. Berlin: Julius Springer 1931. — 129. Rüdenberg: ETZ Bd. 39 (1918) S. 483. — 130. Liwschitz: A.f.E. Bd. 14 (1925) S. 531. — 131. Lund: AEG.-M. 1926 S. 21. — 132. Liwschitz: S.-Z. Bd. 8 (1928) S. 252. — 133. Liwschitz: S.-Z. Bd. 7 (1927) S. 634. — 134. Artweger: Fachber. V.D.E. 1929 S. 83. — 135. Lund: AEG.-M. 1928 S. 2. — 136. Sequenz: E.u.M. Bd. 47 (1929) S. 202. — 137. Schorchwerke: ETZ Bd. 51 (1930) S. 1590. — 138. Lund: A.f.E. Bd. 15 (1925) S. 121. — 139. Lung: A.f.E. Bd. 19 (1928) S. 472. — 140. Baffrey: E.u.M. Bd. 46 (1928) S. 749. — 141. Liwschitz: W. V. Siemens Bd. 8 (1930) S. 145. — 142. Krondl: E.u.M. Bd. 49 (1931) S. 161. — 143. Schwarzkopf: R.G.E. Bd. 28 (1930) S. 83. — 144. Kübler: ETZ Bd. 56 (1935) S. 637. — 145. Zur Nieden: Bull. S.E.V. Bd. 24 (1933) S. 125. — 146. Dünner: Bull. S.E.V. Bd. 25 (1934) S. 525.

K. Пуск в ход и торможение

Двигатель с кольцами 147. Jasse: Anlass- und Regelwiderstände. Berlin: Julius Springer 1924. — 148. v. Brunn: E.u.M. Bd. 54 (1936) S. 33. — 149. Schuisky: E.u.M. Bd. 52 (1934) S. 406.

Переключения в цепи ротора 150. Suter: BBC.-M. Bd. 13 (1926) S. 201s 250, 263. — 151. Liwschitz: S.-Z. Bd. 5 (1925) S. 57. — 152. Katsch: Helio: Bd. 31 (1925) S. 521. — 153. Schenfer: E.u.M. Bd. 44 (1926) S. 95. — 154. Richter: Läuferkurzschlusswicklung, D.R.P. 451932 vom 30. 3. 26. — 155. Scheuring. A.f.E. Bd. 28 (1934) S. 654.

Переключения в цепи статора 156. Punga: E.u.M. Bd. 30 (1912) S. 1017. — 157. Lenegan u. Ferriss: G.E.Rev. Bd. 33 (1930) S. 574. — 158. Oestreicher: E.u.M. Bd. 50 (1932) S. 495. — 159. Richter: Regelungssystem, D.R.P. 383419 vom 3. 7. 17. — 160. Richter: Mehrphasenwicklung, D.R.P. 416662 vom 2. 4. 22. — 161. Bruncken: ETZ Bd. 42 (1921) S. 403. — 162. Finzi: A.f.E. Bd. 27 (1933) S. 813. — 163. Finzi: A.f.E. Bd. 28 (1934) S. 65. — 163a. Kauders: demnächst in E.u.M. Bd. 54 (1936).

Несимметричное включение и плавный пуск 164. Schuisky: A.f.E. Bd. 28 (1934) S. 716. — 165. Brehm u. Juckenack: S.-Z. Bd. 13 (1933) S. 224. — 166. Bohrmann: A.f.E. Bd. 28 (1934) S. 759. — 167. Stein: AEG.-M. Bd. 3 (1936) S. 108.

Схемы с несколькими статорными обмотками 168. Richter: Anlassschaltung, D.R.P. 383693 vom 15. 2. 21. — 169. Richter: ETZ Bd. 46 (1925) S. 6. — 170. Heiles: A.d.El.I. Bd. 4 (1925) S. 277. — 171. Mandl: AEG.-M. 1934 S. 333. 172. Scheuring: A.f.E. Bd. 27 (1933) S. 794. — 173. Richter: Verfahren zum Anlassen, D.R.P. 589482 vom 11. 4. 30. — 174. Richter: Anlaufschaltung, Am. Patent 1875263 v. 30.8.32. — 175. Jacoby u. Besser: Helios Bd. 36 (1930) S. 25.

Центробежные муфты 176. Rosenberg: E.u.M. Bd. 45 (1927) S. 161 — 177. Blanc: S-Z. Bd 5 (1925) S. 37. — 178. Obermoser: ETZ Bd. 48 (1927) S. 42, 76. — 179. Kloss: ETZ Bd. 48 (1927) S. 721 — 180. Kloss: ETZ Bd. 50 (1929) S. 223 — 181. Obermoser: ETZ Bd. 57 (1936) S. 653.

Влияние напряжения сети 182. Kolb: El.W. Bd. 30 (1931) S. 593. — 183. Mandl: E.u.M. Bd. 52 (1934) S. 537.

Тормозные схемы и привод подъемников 184. Natalis: W. V. Siemens Bd. 7 (1928) S. 1. — 185. Schiebler: ETZ Bd. 57 (1936) S. 47. — 186. Weissheimer: A.f.E. Bd. 28 (1934) S. 487.—187. Meller: S-Z. Bd. 13 (1933) S. 51. — 188. Reiser: A.f.E. Bd. 28 (1934) S. 447. — 189. Kovács: A.f.E. Bd. 29 (1935) S. 508. — 190. Widmann: BBC.-Nachr. Bd. 20 (1933) S. 139. — 191. Seiz u. Drehmann: A.f.E. Bd. 30 (1936) S. 58 — 192. Deissler: E.u.M. 53 (1935) S. 618.—193. Punga: ETZ Bd. 55 (1934) S. 1241.—194. Meyer: AEG.-M. 1932 S. 326. — 194a. Schuisky: A.f.E. Bd. 30 (1936) S. 552 — 194b. Boros: ETZ Bd. 57 (1936) S. 657.

Влияние инерционных масс 195. Blanc: Z.d.V. Bd. 64 (1919) S. 289, 355.— 196. Rüdenberg: E.u.M. Bd. 37 (1919) S. 497. — 197. Liwschitz: W. V. Siemens Bd. 4 (1925) S. 167. — 198. Liwschitz: ETZ Bd. 51 (1930) S. 962. — 199. Liwschitz: S-Z. Bd. 8 (1928) S. 36. — 200. Liwschitz: E.u.M. Bd. 52 (1934) S. 159. — 201. Ruths: ETZ Bd. 51 (1930) S. 1517. — 202. Stein: V.D.E.-Fachber. 1934 S. 78. — 203. Heiler: E.u.M. Bd. 53 (1935) S. 519.

L. Регулирование числа оборотов

Плавное регулирование 204. Weiler: S.-Z. Bd. 9 (1929) S 569. — 205. Dreyfus: E.u.M. Bd. 51 (1933) S. 637.

Преобразователи частоты и двигатели с двойным ротором 206. Stefan: AEG.-M. 1931 S. 94. — 207. Keller: Bull S.E.V. Bd. 25 (1934) S. 33. — 208. Alquist: ETZ Bd. 55 (1934) S. 386. — 208a. Unz: Diss. Darmstadt 1931. — 208b. Himmelwerk: D.R.P. 598601 v. 9. 12. 1930.

Переключение числа полюсов 209. Creedy: El. Rev. Bd. 92 (1923) S. 75. — 210. Tellert: SW.-M Bd. 2 (1929) S. 20. — 211. Birett: AEG.-M. 1934 S. 52. — 212. Pollok. Werkzeugmaschine Bd. 37 (1933) S. 285. — 213. Krebs: AEG.-M. 1934 S. 398.

Каскадное соединение 214. Kassjanoff: E.u.M. Bd. 44 (1926) S. 889. —216. Meyer. Bull.S. E.V. Bd 24 (1933) S. 9. — 217. Lund: J.I.E.E. Bd. 66 (1928) S. 227.

Машина двойного питания 218. Herschdörfer: A.f.E Bd. 26 (1932) S. 620. — 219. Messing: Diss. Karlsruhe 1931 [Auszug in A.f.E. Bd 27 (1933) S. 279.] — 220. Kloss: ETZ Bd. 56 (1935) S. 885, 980. — 221. Stendel: ETZ Bd. 56 (1935) S. 909. — 221a. Friebe: Diss. Darmstadt 1933. — 221b. Leonhard: A.f.E. Bd. 30 (1936) S. 483.

Синхронное вращение нескольких машин 222. Liwschitz: W. V. Siemens Bd. 5 (1926) S. 27. — 223. Dreyfus: E.u.M. Bd. 48 (1930) S 985, 1006. — 224. Schiebeler: AEG.-M 1933 S. 183. — 225. Hasper: S.-Z. Bd. 14 (1934) S. 401 — 226. Schuisky: A.f.E. Bd 28 (1934) S. 597. — 227. Scharstein: A.f.E. Bd. 28 (1934). S. 770. —228. Drake: El. Wld. Bd. 104 (1934) S. 240 — 228a. Schmitz: ETZ Bd. 57 (1936) S. 911.

Привод насосов 229. Böttcher: BBC.-Nachr. Bd. 21 (1934) S. 131.

Работа при малой частоте 230. Rodewald: E.u M. Bd. 52 (1934) S. 177. — 231. Leonhard: ETZ Bd: 56 (1935) S. 1215.

Схема половинной нагрузки 232. Kozisek: ETZ Bd. 44 (1923) S. 314. — 233. Riefstahl: AEG.-M. 1923 S. 187.

Ступенчатый дисковый двигатель 234. Helios Bd. 40 (1934) S. 975.

Двигатель на очень малое число оборотов 235. Watts: Helios Bd. 38 (1932) S. 215.

M. Потери индукционной машины

Добавочные потери в железе 236. Millar: El. Wld. Bd. 66 (1915) S. 30. — 237. Hoseason: The Electrician Bd. 91 (1923) S. 240. — 238. Spooner: A.I.E.E. Bd. 43 (1924) S. 252. — 239. Spooner: J.A.I.E.E. Bd. 44 (1925) S. 32 — 240. Dreyfus: E.u.M Bd 45 (1927) S 737. — 241. Eriksson: E.u.M. Bd. 45 (1927) S. 881 242. Dreyfus: A.f.E. Bd 20 (1928) S. 37. — 243. Spooner u.

Kincaid: J.A.I.E.E. Bd 48 (1929) S. 285 — 244. Trettin: Congr. Intern. Electr. Paris 1932, 3. Section, Rapp. 9.

Добавочные потери в обмотках 245. Liwschitz u Raymund: W. V. Siemens Bd. 14 (1935) S. 16. — 246. Schuisky: A.f.E. Bd. 29 (1935) S. 210. — 247. Kocourek: E.u.M. Bd. 53 (1935) S. 417.

N. Экспериментальные исследования

Холостые потери 248. Voigt: E.u.M. Bd. 48 (1930) S. 925.—249. Voigt: E u M. Bd. 49 (1931) S. 167. —250. Richter: ETZ Bd. 42 (1921) S. 1.

Метод самоторможения 251. Honsu: ETZ Bd. 39 (1918) S. 435.— 252. Engler u. Zeindler: Bull. S.E.V. Bd. 20 (1929) S 217. —253. Charlton u Ketchum: J.A.I.E.E. Bd. 49 (1930) S. 428. — 254. Wicher: ETZ Bd. 51 (1930) S. 1426. — 255. Ytterberg: ETZ Bd. 33 (1912) S. 1158. — 256. Knauer u. Schulze: ETZ Bd. 43 (1922) S. 1307, 1357 — 257. Bragstad u. la Cour: ETZ Bd. 24 (1903) S. 34. — 258. Albrecht: Diss. Darmstadt 1929. — 259. Sarfert: F.-Arb. 1908, Heft 61. — 260. Welsch: ETZ Bd. 38 (1917) S. 182. — 261. Wall: Eng. Bd. 125 (1928) S. 213 — 262. Roehle: ETZ Bd. 26 (1905) S 794. — 263. Johnson: Trans. A I.E.E. Bd 45 (1926) S. 747. — 264. Jasse: Bull. S.E.V. Bd. 24 (1933) S. 554. — 265. Reinhardt: ETZ Bd. 57 (1926) S. 297.

Потери при нагрузке и разделение потерь 266. Voigt: E.u.M. Bd. 50 (1932) S. 133. — 267. Voigt: Diss. Hannover 1932. — 268. Smith: El. Wld. Bd. 53 (1909) S. 1533.—269. Alger u Eksergian: J.A.I.E.E. Bd. 39 (1920) S. 906. — 270. Linckh: A.f.E. Bd. 23 (1929) S 19. — 271. Rogowski u Vieweg: A.f.E. Bd. 14 (1925) S. 574. — 272. SSW: S.-Z. Bd. 7 (1927) S. 223. — 273. Rolf: Diss. Hannover 1930. — 274. Emmerling: G. E. Rev. Bd 37 (1934) S. 471. — 275. Morgan u. Narbutovskih: El. Eng. Bd. 53 (1934) S. 286. — 276. Nidetzky: E.u.M. Bd. 53 (1935) S. 181. — 277. Veinott: El. Eng. Bd 54 (1935) S. 1302. — 277a. Morgan u Siegfried: El. Eng. Bd 55 (1936) S. 493.

Измерение скольжения 278. Breitfeld: E u M. Bd. 39 (1921) S. 101. — 279. Schröter u. Vieweg: A.f E. Bd. 12 (1923). S. 358 — 280. Vieweg u. Linckh: ETZ Bd 46 (1925) S. 1107. — 281. Kohrs: ETZ Bd. 46 (1925) S. 1954. — 282. Linckh u. Vieweg: A f.E. Bd. 15 (1926) S. 509 — 283. Kosack: ETZ Bd. 53 (1932) S. 988. — 284. Kluge· ETZ Bd. 53 (1932) S. 1107. — 285. Fucks u. Weyrauch: A.f.E. Bd. 26 (1932) S. 801. — 286. Strobl: A.f.E. Bd 29 (1935) S. 774

Измерение реактивных сопротивлений 287. Dreyfus: E.u.M. Bd 39 (1921) S. 149. — 288. Kacser: E.u.M. Bd. 49 (1931) S. 593. — 289. Laible: E.u.M. Bd. 50 (1932) S. 677. — 290. Voigt: E.u.M. Bd. 52 (1934) S. 573. — 291. Schanz: A.f.E. Bd. 30 (1936) S. 232.

Начальный момент и кривые вращающего момента 292. Sletner: E.u.M Bd. 50 (1932) S. 698. — 293. Bruderlink: E.u.M. Bd. 42 (1924) S. 553. — 294. Elsässer: S.-Z. Bd. 10 (1930) S. 188. — 295. Richter: E.u.M. Bd. 40 (1922) S. 157. — 296. Linckh: ETZ Bd. 51 (1930) S. 1101. — 297. Richter-Linckh: ETZ Bd. 52 (1931) S. 591. — 298. Rahmann: ETZ Bd. 56 (1935) S. 295. — 299. Anderson· J.A.I.E.E. Bd. 48 (1929) S. 865. — 300. Rolf: ETZ Bd. 54 (1933) S. 1160. — 301. Moser: Bull. S.E.V. Bd. 26 (1934) S. 689. — 302. Kluge u. Linckh Z.d.V. Bd. 73 (1929) S. 1311 u. Bd. 74 (1930) S. 887. — 303. Lund: AEG.-M.)1931) S. 694. — 304. Gondet u. Beaudonin: R.G.E. Bd. 37 (1935) S. 499.

Пусковой ток 305. Smith: El. Wld. Bd. 94 (1929) S. 1267. — 306. Apfel: ETZ Bd. 56 (1935) S. 531.

Испытание на нагрев 307. Nixon: J.I.E.E. Bd. 63 (1925) S. 1012.—308. Barndas: E.u.M. Bd. 49 (1931) S. 86. — 309. Kostenko: E.u.M. Bd. 53 (1935) S. 150.

Измерение шума 310. Meyer: Handbuch exp. Physik Bd. 17 S. 81. — 311. Barkhausen: Z. f. techn. Phys. Bd. 7 (1926) S. 599. — 312. Willms: ETZ Bd. 56 (1935) S. 25, 53. — 313. Lund: VDE-Fachber. 1935 S. 101.

O. Проектирование индукционной машины

314. Liwschitz: Die elektrischen Maschinen III. Leipzig· J. B. Teubner 1934. — 315. Aparoff: E.u.M. Bd. 37 (1929) S. 442. — 316. Hoock. E.u.M. Bd. 32 (1914) S. 133. — 317. Surjaninoff· E.u M. Bd. 50 (1932) S. 445. — 318. Komar· R.G.E. Bd. 37 (1935) S 723. — 319. Poole. J I.E.E. Bd. 77 (1935) S. 176.—

СОКРАЩЕНИЯ

A. d. El. I. = Arbeiten des Elektrotechnischen Instituts der Techn. Hochschule in Karlsruhe.
AEG.-M. = AEG.-Mitteilungen.
A.f.E. = Archiv für Elektrotechnik.
A.I.E.E. = Proceedings of the American Institute of Electrical Engineers.
„Ankerwicklungen" = Richter, Ankerwicklungen, Julius Springer, 1929.
BBC.-M. = Brown, Boveri & Cie.-Mitteilungen, Baden (Schweiz).
BBC.-Nachr. = BBC.-Nachrichten, Mannheim.
Bull. S.E.V. = Bulletin des Schweizerischen El. Vereins.
El. Eng. = Electrical Engineering.
El. Rev. = Electrical Review.
El.-W. = Elektrizitätswirtschaft.
El. Wld. = Electrical World.
Eng. = Engineering.
ETZ = Electrotechnische Zeitschrift.
E.u.M. = Elektrotechnik und Maschinenbau.
F.-Arb. = Mitteilungen über Forschungsarbeiten des Vereins deutscher Ingenieure.
G.E.Rev. = General Electric Review.
Helios = Fach- und Exportzeitschrift für die Elektrotechnik.
J.A.I.E.E. = Journal of the American Institute of Electrical Engineers.
J.I.E.E. = Journal of the Institution of Electrical Engineers.
[L . . .] = Laufende Nummer des Literaturverzeichnisses.
R.G.E. = Revue générale de l'Electricité.
SW.-M. = Sachsenwerk - Mitteilungen.
S.-Z. = Siemens-Zeitschrift.
W.V.Siemens = Wissenschaftliche Veröffentlichungen der Siemens-Werke.
Z.d.V. = Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ОПЕЧАТКИ

Стр.	*Строка*	*Напечатано*	*Должно быть*	*По чьей вине*
38	4 снизу	фиг. 21	фиг. 20	переводч.
46	10 сверху	$s=1$	$s=-1$	„
56	18 „	пò	до	корр.
99	ур. (147)	$\frac{b^2 - c^2 m_1 U_a q'_{s=1}}{4a^2 \, 2\pi n_1}$	$\frac{b^2 - c^2}{4a^2} \; \frac{m_1 U_a q'_{s=1}}{2\pi n_1}$	„
139	12 снизу	$\nu =$ нечетн.	$\nu =$ четн.	переводч.
158	18 „	$\sum{}^2$	$\sum v^2$	тип.
176	12 сверху	шириной	шириной фазовой зоны	переводч.
200	ур. (302)	знак $\sqrt{\ }$ в знаменателе не нужен		корр.
227	табл. 12	Для $N_1 = 24$ при $p = 1$ вторую и третью строки поменять местами		ред
309	14 снизу	отстает	опережает	переводч.
309	13 „	от индуктированного напряжения	индуктированное напряжение	„
309	12 „	от индуктированного напряжения	индуктированное напряжение	„

Рихтер — Электрические машины, т. IV. Зак. 2414.